



TITLE:

半導体レーザーの周波数雑音を利用した新しい高分解能分光法(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

三井, 隆久

CITATION:

三井, 隆久. 半導体レーザーの周波数雑音を利用した新しい高分解能分光法. 京都大学, 1992, 博士(理学)

ISSUE DATE:

1992-05-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3089036>

RIGHT:

半導体レーザーの周波数雑音を
利用した新しい高分解能分光法

三井隆久

目次

1 序論	1
2 Cs 原子の光学的応答関数	4
2.1 二準位系の光学的応答関数	5
2.2 四準位系の光ポンピング	9
3 半導体レーザー光のモデル化	12
4 透過光強度雑音の観測による Cs 原子の分光－実験結果	16
4.1 測定方法	18
4.2 透過光強度雑音による吸収線形の検出	19
4.3 副準位分光	21
5 二準位原子と周波数揺らぎあるレーザー光との相互作用の結果生じる透過光強度 雑音－理論的考察	24
5.1 透過光強度雑音の強度スペクトラム	27
5.2 透過光強度雑音の自乗平均強度の計算及び実測	31
5.3 考察	35
6 半導体レーザーの周波数雑音を利用したランダム励起横ポンピング	37
6.1 基本となる方程式の導出	37
6.2 信号の形について	39
6.3 コンピューターシミュレーション	46
6.4 考察	49
7 帰還による分光信号の増大	50

7.1	電流帰還による方法	50
7.2	光帰還による方法	54
7.2.1	実験結果	55
7.2.2	理論的考察	60
8	あとがき	62
	謝辞	67
	参考文献	68

1 序論

半導体レーザーを利用してアルカリ金属原子等の吸収分光を行なうとき、レーザー光の波長がサンプル原子の吸収線に近付くと透過光強度雑音が著しく増大する。このことは半導体レーザーを利用して高精度計測（原子時計等）を行なうとき障害になり、以前から研究されていたが原因が判らなかった。本研究においてサンプル原子として Cs 原子気体を用い、透過光強度雑音を詳しく調べた結果 [11,12]、半導体レーザー光の周波数雑音が原因である事が判り、更に透過光強度雑音の中でサンプル原子の基底状態のゼーマン周波数に相当する周波数成分がそれ以外の周波数成分と強度が異なっている事を発見した。更に詳しく調べ、基底状態のゼーマン分離と同じ周波数の雑音成分のみならず、励起状態のゼーマン分離、及び励起状態の超微細構造準位間周波数に相当する周波数成分に対しても同様である事を発見した。そしてこれらの現象から、半導体レーザー光の周波数雑音を利用する事によって、一度に全ての分光学的情報がレーザー光の波長を掃引する事なく得られる新しい手法の高分解能分光を行なうことが出来る事が判った。本論文において半導体レーザー光の周波数雑音を利用した高分解能分光について実験的 [11,12] 及び理論的 [23] に述べる。

レーザー光の周波数雑音を利用した高分解能分光と言う観点から検討しなおすと上述した現象を容易に理解する事ができる。サンプル原子の吸収線によって半導体レーザー光の周波数雑音が強度雑音に周波数弁別されるが、周波数弁別のされ方にサンプルの光学的な特性が反映されるため、透過光強度雑音の強度スペクトラムを観測するとサンプルについての分光学的な情報が得られる。入射光強度が弱い場合には原子は線形媒質として近似され透過光強度雑音によって単純な吸収スペクトラムと同様の信号が得られる。入射光強度が強い場合には入射したレーザー光の周波数雑音による光ポンピングやラマン過程によって副準位間にコヒーレンスが作られ、透過光強度雑音の一部として検出される。

本研究で述べる分光方法を従来の分光方法と比較しながら簡単に説明する。飽和吸収分光法は、ポンプ光によってホールを作りプローブレーザー光の波長を掃引する事によってホールの分光を行う。本論文第 4.2 節で述べる分光法は、ドップラーフリー分光を行なうためには、ポンプ光もしくはプローブ光自身によってホールを作る必要があるが、プローブレーザー光の周波数雑音を利用して吸収線の分光を行う。半導体レーザー光の瞬間周波数の揺らぎは比較的速く、数 GHz 程度あるにもかかわらず全体としての振幅 (AM) 雑音は比較的小さい [1,2]。ところが原子のように光学的な周波数特性が一様でないサンプルと相互作用すると透過光に比較的大きな強度雑音が発生し、透過光強度雑音の強度スペクトラムを調べればサンプル原子の光学的特性が判る。この原理に基礎をおく二つの分光法が考えられ、一つはレーザー光の波長を掃引しないで透過光強度雑音の強度スペクトラムを観測する方法であり、他の一つは透過光強度雑音の中で特定の周波数のノイズ強度を観測しながらレーザー光の中心周波数を掃引する方法であり FM 分光に似ている。半導体レーザー光は振幅雑音が比較的小さいので FM 分光における残留振幅変調成分による感度低下の問題が無い等の利点があり高感度な分光法である。次に述べる方法 (第 4.3 節) は、量子ビート分光法に良く似た方法で量子ビート分光法がパルス光によるインパクト励起によって副準位間にコヒーレンスを作るのに対して、半導体レーザーの周波数揺らぎによるランダム励起によって副準位間にコヒーレンスを作り、透過光強度雑音の一部として検出する方法である。

近年周波数揺らぎを伴うレーザー光と原子との相互作用について盛んに研究されているが何れも不均一広がりが無いサンプルについて蛍光の強度揺らぎ [3,4] もしくはポピュレーションの揺らぎ [5,6] について述べている。不均一広がりが有ることによって、ホールが形成され、ホールと入射光の周波数雑音との相互作用によって比較的弱い入射光強度であっても非線形な相互作用が生じ、比較的大きな透過光強度雑音が発生する。本研究は不均一広がりによって複雑な形をした吸収線と周波数雑音との相互作用及び、周波数雑音によるランダム励起横ポンピングまたは、サブレベルコヒーレンスの生成と検出

という問題を提案している。本研究におけるそのほかの特徴は、周波数雑音を持つ光源が他のグループが行なっているようにスペクトルがシャープなレーザー光を電気光学変調器 (EOM) 等によってランダムに変調し、故意にスペクトル幅を広げた光ではなく半導体レーザーが持っている固有の周波数揺らぎをそのまま利用し、半導体レーザー光そのものであると言う点である。したがって実験装置を極めて単純化でき、さらに EOM 等では直接変調が困難な 10 GHz 以上においても半導体レーザーの量子揺らぎによって変調が行なわれているので広い範囲にわたる測定が出来ると言う利点がある。半導体レーザーの周波数揺らぎに直接関連した現象を利用しているので、原子の分光スペクトルが半導体レーザーの周波数揺らぎの統計的性質の影響を受けて歪む可能性がある。しかしながら、半導体レーザー光の周波数雑音についての研究は古くから理論的実験的に精力的に行なわれておりよく知られている [7]。それらの結果によると周波数揺らぎの強度スペクトラムは、100 kHz から数 GHz (緩和振動の周波数) まで一様である。したがってこの周波数の範囲内であれば半導体レーザー光の周波数揺らぎの統計的性質の不均一による観測される原子スペクトルの歪は無視できる。

第 2,3 章はサンプル原子及び半導体レーザーについて本研究に必要な範囲で簡単に基礎的な理論を述べ、第 4 章は本研究の中心となる実験結果、そして第 5,6 章において実験結果の理論的な説明を行なう。

第 7 章では第 4 章で述べた雑音の中に現われる分光信号を増大させる方法について二つ述べる [12]。一つの方法は光検出器で検出した電気信号を半導体レーザーに電流帰還する事によって分光信号を増大させる方法であり他の一つはサンプルセルからの透過光をハーフミラーによって半導体レーザーに光帰還させる方法である。帰還ループの利得を上げて行くと単純な増大から自励発振へ至る。これは見方をかえると Dehmelt [8,9] らによって以前提案されその後大きく発展した光ポンピング磁力計に類似した方法である。半導体レーザーの特徴である変調しやすいと言う利点を用いた方法であり、将来超高感度分光装置もしくは磁場検出等の高感度センサーとして発展する可能性がある。

2 Cs 原子の光学的応答関数

本研究において述べる実験は全て Cs 原子気体を用いてある。従ってここで Cs 原子について簡単に述べる。Cs は融点 28.5°C 沸点 703.3°C であり室温ではわずかに金色をした柔らかい固体である。27 $^{\circ}\text{C}$ における原子数密度は $5 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ であり比較的少ないが振動子強度が大きいので数 cm 長のサンプルセルで十分に吸収スペクトルを測ることが出来る。図 1 に Cs 原子 D 線のエネルギー準位を示す。特徴としては、 D_1 線の励起状態の超微細構造準位の間隔 1168 MHz がドップラー広がり 350 MHz よりも広いため D_1 線は超微細構造準位を分離して観測できることである。したがって超微細構造間の相互作用を単純化して 2 もしくは 3 準位系として近似することが出来る。

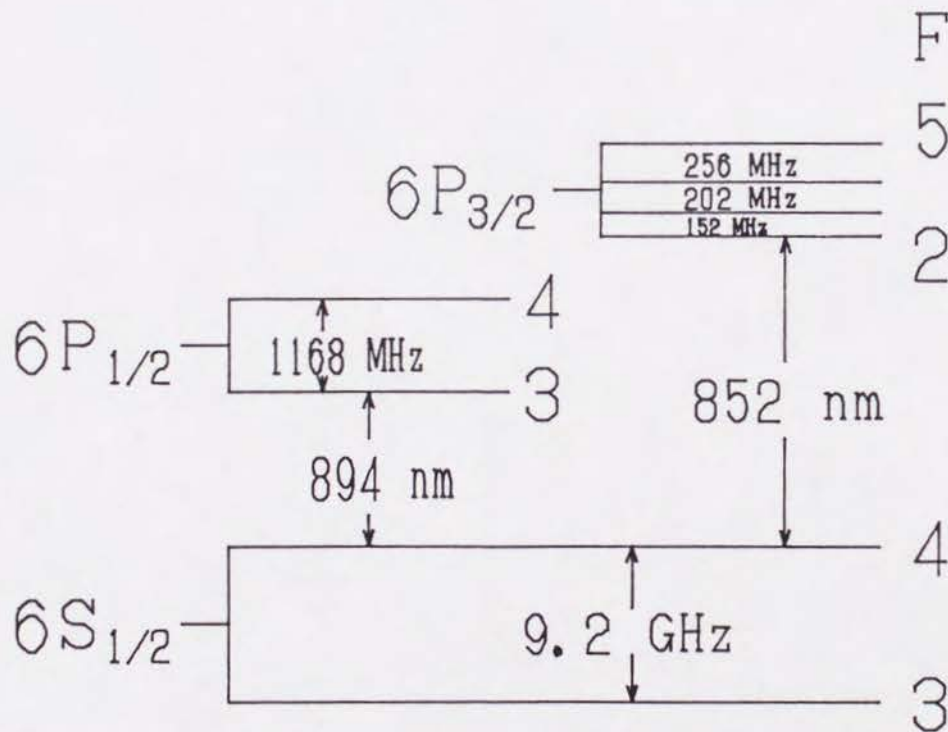


図 1: Cs-D 線のエネルギー準位図。

2.1 二準位系の光学的応答関数

原子と光との相互作用を記述する最も単純な系は二準位系であり、ここではそれを更に単純化して二準位系の線形応答について簡単に述べる。

量子系の状態を表す密度行列 ρ の時間発展は式 (1)

$$\frac{d}{dt}\rho = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, \rho] + \left(\frac{d}{dt}\rho \right)_{\text{relaxation}}, \quad (1)$$

によって記述される。二準位系の場合 ρ は式 (2) の様に表現される。

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

緩和の項 $\left(\frac{d}{dt}\rho \right)_{\text{relaxation}}$ は非可逆的であり、縦緩和を表すパラメーター γ_1 及び横緩和を表す γ によって式 (3) の様に表すことが出来る事が経験的に知られている。

$$\left(\frac{d}{dt}\rho \right)_{\text{relaxation}} = \begin{pmatrix} \gamma_1 \rho_{22} & -\gamma \rho_{12} \\ -\gamma \rho_{21} & -\gamma_1 \rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

一方ハミルトン演算子 \mathcal{H} は自由な原子を表す \mathcal{H}_0 及び入射光の電場 $\mathbf{E}_L(t)$ と原子の電気双極子 \mathbf{D} との相互作用を記述する項から成り式 (4) の様に表される。

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \mathcal{H}_0 - \mathbf{E}_L(t) \mathbf{D}, \\ &= \begin{pmatrix} 0 & V \\ V & \hbar\omega_0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

ここで双極子相互作用を表す V は $V = -\mathbf{E}_L(t) \mathbf{D}$ によって定義され、 $\hbar\omega_0$ は二準位系のエネルギー間隔である。原子の電気双極子モーメント \mathbf{D} は式 (5) によって表現される。

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{d} \\ \mathbf{d} & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

以上で二準位系の時間発展を記述する方程式が得られたことになる。

しかしながら実際に観測するのは密度行列ではなく入射光によって原子系に誘導された電気双極子モーメントから輻射される双極子輻射の期待値 $E_{d1}(t, \omega_0)$ であり式 (6) の様に表現される。

$$\begin{aligned} E_{d1}(t, \omega_0) &\propto -i\text{Tr}(\mathbf{D}\rho), \\ &\propto -id\Re(\rho_{12} + \rho_{21}). \end{aligned} \quad (6)$$

したがって密度行列の非対角成分が観測される事になる。

方程式が全てそろったので一次の摂動法を用いて式 (1) を解く。入射光が無い場合定常状態 $\rho^{(0)}$ は式 (7) となる。

$$\rho^{(0)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

一次の摂動による密度行列の補正 $\rho^{(1)}$ は式 (8) の様に一般に非対角項のみが現れる。

$$\rho^{(1)} = \begin{pmatrix} 0 & \rho_{12}^{(1)} \\ \rho_{21}^{(1)} & 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

ここで

$$\rho = \rho^{(0)} + \rho^{(1)}, \quad (9)$$

と置いて式 (9) を (1) に代入して $\rho_{12}^{(1)}$ を求めれば良い。($\rho_{21}^{(1)}$ は $\rho_{12}^{(1)}$ の複素共役なので求める必要が無い。) 結果として $\rho_{12}^{(1)}$ の運動方程式は

$$\frac{d}{dt}\rho_{12}^{(1)} = (i\omega_0 - \gamma)\rho_{12}^{(1)} + i\frac{V}{\hbar}. \quad (10)$$

式 (10) によって原子系の運動方程式が得られたので、電気双極子輻射 $E_{d1}(t, \omega_0)$ の運動方程式は式 (10) と式 (6) から、式 (11) となる。

$$\frac{d}{dt}E_{d1}(t, \omega_0) = (i\omega_0 - \gamma)E_{d1}(t, \omega_0) + \alpha E_L(t). \quad (11)$$

ただし式 (10) は線形であるから実部のみに意味があるとして複素表示を用い、更に $E_{d1}(t, \omega_0)$ の方向は入射電場 $E_L(t)$ と平行であるから、ベクトル表現をやめて入射電場に平行な成分を $E_{d1}(t, \omega_0)$ と書くことにし、入射光電場 $E_L(t) \approx E_0(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ 及び $\omega \approx \omega_0$ であることを用いて回転波近似を行なってある。 α は適当な比例係数である。式 (11) によって二準位系からの双極子輻射を記述することが出来た事になる。しかしながら実際にはドップラー広がりのような不均一広がりを考慮して、 $E_{d1}(t, \omega_0)$ を更に不均一広がりの分布関数 $G(\omega_0)$ によって積分しなくてはならない。 $E_d(\omega, t)$ を不均一広がりも考慮した二準位系からの電気双極子輻射とすると

$$E_d(\omega, t) = \int_{-\infty}^t dT E_L(T) H(t, T), \quad (12)$$

となる。ここで $H(t, T)$ は不均一広がり $G(\omega_0)$ のあるサンプル原子の応答関数であり式 (13) によって表される。

$$H(t, T) = \int_0^\infty d\omega_0 G(\omega_0) L(\omega_0, t, T). \quad (13)$$

$L(\omega_0, t, T)$ は不均一広がりの無い場合の原子の応答関数を表し、式 (11) のインパルス応答から式 (14) の様に表される。

$$L(\omega_0, t, T) = \alpha \exp(i\omega_0 - \gamma)(t - T). \quad (14)$$

透過光強度 $I_{det}(t)$ は電気双極子輻射と入射光が干渉したものである。従って透過光強度は式 (15) の様になる。

$$\begin{aligned} I_{det}(t) &= |E_L + E_d|^2, \\ &\approx |E_L|^2 + 2\Re(E_L^* E_d). \end{aligned} \quad (15)$$

ただし式 (15) における項 $|E_d|^2$ は本研究の様に光の吸収量が少ない場合には無視できる。式 (15) に式 (12)、(13) を代入すると式 (16) の様になる。

$$I_{det}(t) = |E_L|^2 + 2\Re \left\{ E_L^*(t) \int_0^\infty d\omega_0 \int_{-\infty}^t dT E_L(T) L(\omega_0, t, T) G(\omega_0) \right\}. \quad (16)$$

一例として不均一広がりが無い場合の透過光強度の計算結果を示す。 ω_a を原子の中心周波数とし、 $E_L(t) = E_0 e^{i\omega t}$ 及び $G(\omega_0) = \delta(\omega_a - \omega_0)$ を式 (16) に代入して、

$$I_{det}(\omega) = |E_0|^2 - 2\Re\left(\frac{\alpha|E_0|^2}{i(\omega_a - \omega) - \gamma}\right). \quad (17)$$

式 (17) の実部が半値全幅 (FWHM) 2γ のローレンツ形の吸収を表し虚部が分散を表す。

ここで式 (13) における不均一広がり分布関数 $G(\omega_0)$ について簡単に説明する。 $G(\omega_0)$ は気体原子の場合の様にドップラー広がりしたサンプルの場合には Maxwell-Boltzmann 分布になるが、入射光強度が幾分強く、ハイパーファインポンピング等の光ポンピング過程によってサンプル原子の基底状態にホールが生成される場合には単純な Maxwell-Boltzmann 分布の上にホールが出来た様な形になる。従って $G(\omega_0)$ の形は入射光強度に強く依存する事になる。更に、第 4.3 節及び第 6 章で述べるように外部から磁場が加えられていると光ポンピングによって作られた磁化が磁場の周りをラーモア歳差運動する事に伴いホールがゼーマン周波数で振動する。その様な場合には不均一広がり分布関数は時間に依存する関数となる。以上述べたように不均一広がり分布関数は、入射光と相互作用する原子数の分布を表している。

2.2 四準位系の光ポンピング

円偏光によってサンプル原子の基底状態にスピン偏極（磁化）を作り検出するという観点から光ポンピングについて簡単に説明する [10]。図 2 の様な四準位系を考えてみよう。 σ_+ 偏光によって基底状態の $|g, -1/2\rangle$ 状態から上げられた原子は励起状態 $|e, +1/2\rangle$ に

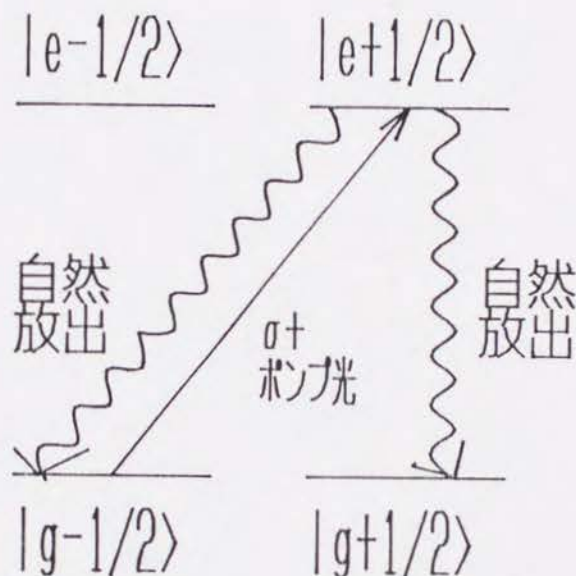


図 2: 光ポンピングのための四準位系。

上がり、自然放出による緩和によって基底状態の $|g, -1/2\rangle$ 、及び $|g, +1/2\rangle$ に落ちる。その結果、 $|g, -1/2\rangle$ のポピュレーションが減少し $|g, +1/2\rangle$ のポピュレーションが増加する。光と相互作用しているのは $|g, -1/2\rangle$ の方であるから光ポンピングに伴い光の吸収量が減少することになる。また電子が磁気モーメントを持っているためスピン偏極と同時に磁化も生成され、外部から磁場を加えるとラーモア歳差運動を行なうこともある。それに伴って、 $|g, -1/2\rangle$ と $|g, +1/2\rangle$ が混合するため、 $|g, -1/2\rangle$ の状態のポピュレーションが変化し光の吸収量が変わる。定性的には以上のような事でありこれを式 (18) の

様に表現する。但し光の進行方向を z 軸方向とする。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma_g(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) - \Gamma\mathbf{M} + P(\omega_0, t)(z - \mathbf{M}). \quad (18)$$

\mathbf{M} は基底状態の磁化を表す規格化された磁気モーメントであり

$$\begin{aligned} M_x &= \rho_{g-g+} + \rho_{g-g-}, \\ M_y &= i\rho_{g+g-} - i\rho_{g-g+}, \\ M_z &= \rho_{g+g+} - \rho_{g-g-}. \end{aligned} \quad (19)$$

ρ_{ij} は基底状態の密度行列の成分を表す。 γ_g は磁気回転比、 \mathbf{H} は外部から加えられた磁場、 Γ は基底状態の磁化の緩和の割合、 $P(\omega_0, t)$ は共鳴周波数が ω_0 の原子に対するポンピングの割合を表し式 (20) のようになると仮定する。

$$P(\omega_0, t) = A \left| \int_{-\infty}^t dT E_L(T) L(\omega_0, t, T) \right|^2. \quad (20)$$

A は適当な比例定数、 $E_L(t)$ は入射光の電場である。式 (20) はポンピングレートが時間に依存する場合をも記述するようになっているが、入射光が変調されていなければ時間に依存しなくなる。その場合には単純なローレンツ型になる。

次に光による検出について簡単に述べる。 $\sigma+$ 偏光によるスピン偏極の検出の理論は極めて単純である。 $\sigma+$ 偏光は基底状態の $|g, -1/2\rangle$ 及び励起状態の $|e, +1/2\rangle$ と相互作用を行うが、入射光強度が十分に弱く励起状態のポピュレーションが無視しうるとき（誘導放出を無視出来るとき）に限れば基底状態の $|g, -1/2\rangle$ のみ考慮すれば良いことになる。このような場合には入射光強度が十分に弱い場合の二準位系の理論（前節参照）を用いることが出来る。光ポンピングによってポピュレーションが変化する事は、ホールが基底状態に掘られた事に対応する。従って前節で述べたように $G(\omega_0)$ が光ポンピングによって変化したと考えればよい。本論文では便宜上、 $G(\omega_0)$ に入れるホールは時間変化しないとし、ラーモア歳差運動の様に時間変化するホールは新たに導入する。従って本

節で述べた様な場合には $G(\omega_0)$ の代わりに、 $G(\omega_0)(1 - M_z(\omega_0, t))/2$ が不均一広がり分布関数を表す事になる。 $G(\omega_0)$ の代わりに、 $G(\omega_0)(1 - M_z(\omega_0, t))/2$ を式 (16) に代入すれば式 (21) のようになり、ラーモア歳差運動しているホールが存在する場合の透過光強度を求めることが出来る。

$$I_{det}(t) = |E_L|^2 + \Re\{E_L^*(t) \int_0^\infty d\omega_0 \int_{-\infty}^t dT E_0(\omega, T) L(\omega_0, t, T) G(\omega_0)(1 - M_z(\omega_0, T))\}. \quad (21)$$

式 (21) における $M_z(\omega_0, T)$ は時間積分の中に入れるか、外に出すか多少問題がある。現在の時刻 t において原子が無くなれば双極子放射も 0 のはずであるが式 (21) においては過去の時刻 T での値が効くために 0 にならない。 $M_z(\omega_0, t)$ を時間積分の外に出すと過去の時刻 T において原子が無くても現在原子があれば過去の時刻 T に励起された原子からの双極子放射が観測される事になる。どちらも矛盾する事になるが本研究では突然原子が無くなるようなことは無いとして式 (21) の様に仮定した。

3 半導体レーザー光のモデル化

半導体レーザーについての研究はかなり昔から行なわれており振幅、周波数雑音及びモード特性等かなり判っている [7]。ここでは詳しいことは述べずに本研究に必要な範囲で研究に使用したレーザーの特性及びモデル化について述べる。

半導体レーザーから放出される光の性質は他のレーザー例えば He-Ne レーザー等と比較すると著しく異なっている。利得が大きいためレーザーのキャビティ長が極めて短く (約 0.3 mm)、キャビティを形成するのミラー (多くの場合結晶のへきかい面) の反射率が比較的低い (約 30 %)。したがって素子内部の熱的、量子力学的揺らぎに対して敏感に応答し、その結果スペクトル幅が比較的広く (数十 MHz) 周波数揺らぎの時定数も比較的短い (数十 ps)。図 3 に示すように半導体レーザーの周波数揺らぎの周波数成分を測定した結果 [2] によると 100 kHz 以下の低周波側に顕著な Current noise と呼ばれる比較的大きい揺らぎと、低周波から数 GHz まで一様な強度をもつ Carrier noise 及び Spontaneous emission noise 更に緩和振動によるピークがある。従って比較的正確に半導体レーザー光の周波数揺らぎをモデル化しようとするればかなり複雑になってしまうため幾つかの単純化を行なう必要がある。緩和振動によるピークは無視し、Carrier noise 及び Spontaneous emission noise による雑音は周波数特性が一様であるから白色雑音とみなし雑音の統計的性質として無相関ランダム雑音を仮定する。Current noise による低周波側の揺らぎはレーザーの中心周波数が十分にゆっくりとドリフトしているとみなし、必要があれば一番最後に統計平均をする事で導入する。以上述べたようなモデル化をする事によって取扱が極めて簡単になり解析的な計算をおこなうことができるようになる。半導体レーザー光の揺らぎの性質とサンプル原子の応答との関係については第 5 章において詳しく述べる。

結果として半導体レーザー光の電場 $E_L(\omega, t)$ を式 (22) の様に表現すると

$$E_L(\omega, t) = E_0 \exp \{ i(\omega t + \phi(t)) \}, \quad (22)$$

周波数揺らぎは、Current noise によってゆっくりと揺らいでいるレーザー光の中心周波

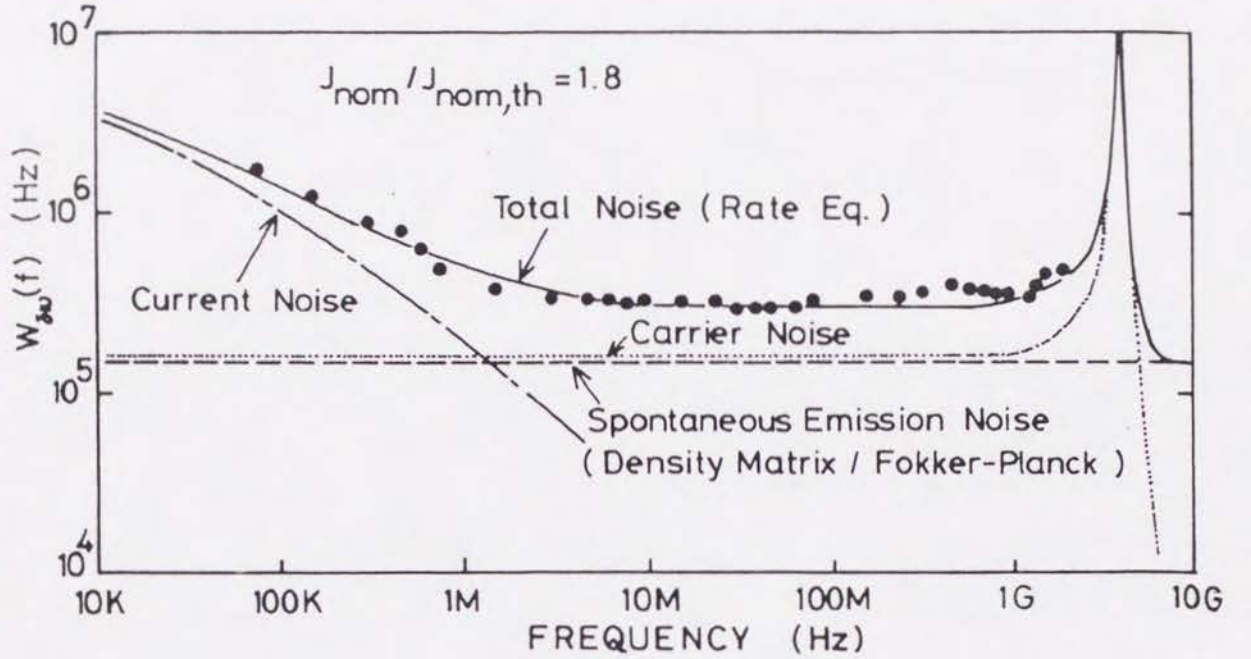


図 3: 半導体レーザーの周波数揺らぎの測定結果。測定は Yamamoto らによる [2]。

数 ω 、式 (23)、(24) によって定義される比較的高速で揺らいでいるランダム位相 $\phi(t)$ によって導入される。 E_0 は光の電場の強度を表す比例係数である。

$$\phi(t) = \int_{-\infty}^t dT \nu(T), \quad (23)$$

$$\langle \nu(T) \nu(T') \rangle = \sigma^2 \delta(T - T'). \quad (24)$$

$\nu(T)$ はいわゆる“瞬間周波数”であり式 (22) によって定義されている光のスペクトル幅を決めているのは $\nu(t)$ の分散の σ^2 である。式 (22) ~ (24) を用いてレーザー光のスペクトル $I(\omega')$ は式 (25) の様に定義される。

$$\begin{aligned} I^2(\omega') &= \left\langle \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left| \int_{-T}^T dt \exp(i\omega' t) E_L(t) \right|^2 \right\rangle, \\ &= \frac{1}{4} \frac{\sigma^2 E_0 E_0^*}{(\omega' - \omega)^2 + \sigma^2/2}. \end{aligned} \quad (25)$$

良く知られていることであるが式 (25) から光のパワースペクトラムは幅が σ^2 (FWHM) のローレンツ型になる。

次に半導体レーザー光のスペクトル幅の測定結果について述べる。測定は二台の同等な半導体レーザー光のビートを測定する事で行なった。式 (22) ~ (24) によって記述されるレーザー光のビートは二台のレーザー光を各々 $E_{L1}(\omega_1, t)$ 及び $E_{L2}(\omega_2, t)$ とし、ビート周波数が Ω である成分の強度を $F(\Omega)$ とすると

$$\begin{aligned} F^2(\Omega) &= \left\langle \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left| \int_{-T}^T dt \exp(i\Omega t) |E_{L1}(\omega_1, t) + E_{L2}(\omega_2, t)|^2 \right|^2 \right\rangle, \\ &= 2\sigma^2 |E_0|^4 \left\{ \frac{1}{\sigma^4 + (\Omega + \omega_1 - \omega_2)^2} + \frac{1}{\sigma^4 + (\Omega - \omega_1 + \omega_2)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

ただし $\Omega \neq 0$ である。実験では $\Omega/2\pi = 200$ MHz として固定し、 ω_2 を掃引する事でビートの観測を行なった。実験結果と計算結果の一例を図 4 に示す。実験値と計算値が一番良く合ったのは $\sigma^2/2\pi = 43$ MHz であった。但しこの計算はレーザーの線幅の広がりの中で Current noise による揺らぎを無視しているためここで得られた σ^2 の値がそのまま実際の値となるわけでは無く、比較的正確な σ^2 の導出は第 5.2 節で行なう。また半導体レーザーの周波数揺らぎの特徴である緩和振動の周波数における周波数雑音の増加が図 4 の測定結果 (b) から観測できる。半導体レーザー二台でビートを一回測定しただけでは個々の半導体レーザーの線幅を正しく求められないが三台の半導体レーザーを用いビートを三回測定すると個々のレーザーの線幅を決める事が出来る。その結果によると、実験に用いた 894 nm (Cs-D₁) のレーザーが 40 MHz (FWHM)、852 nm (Cs-D₂) のレーザーが 27 MHz (FWHM) となる。

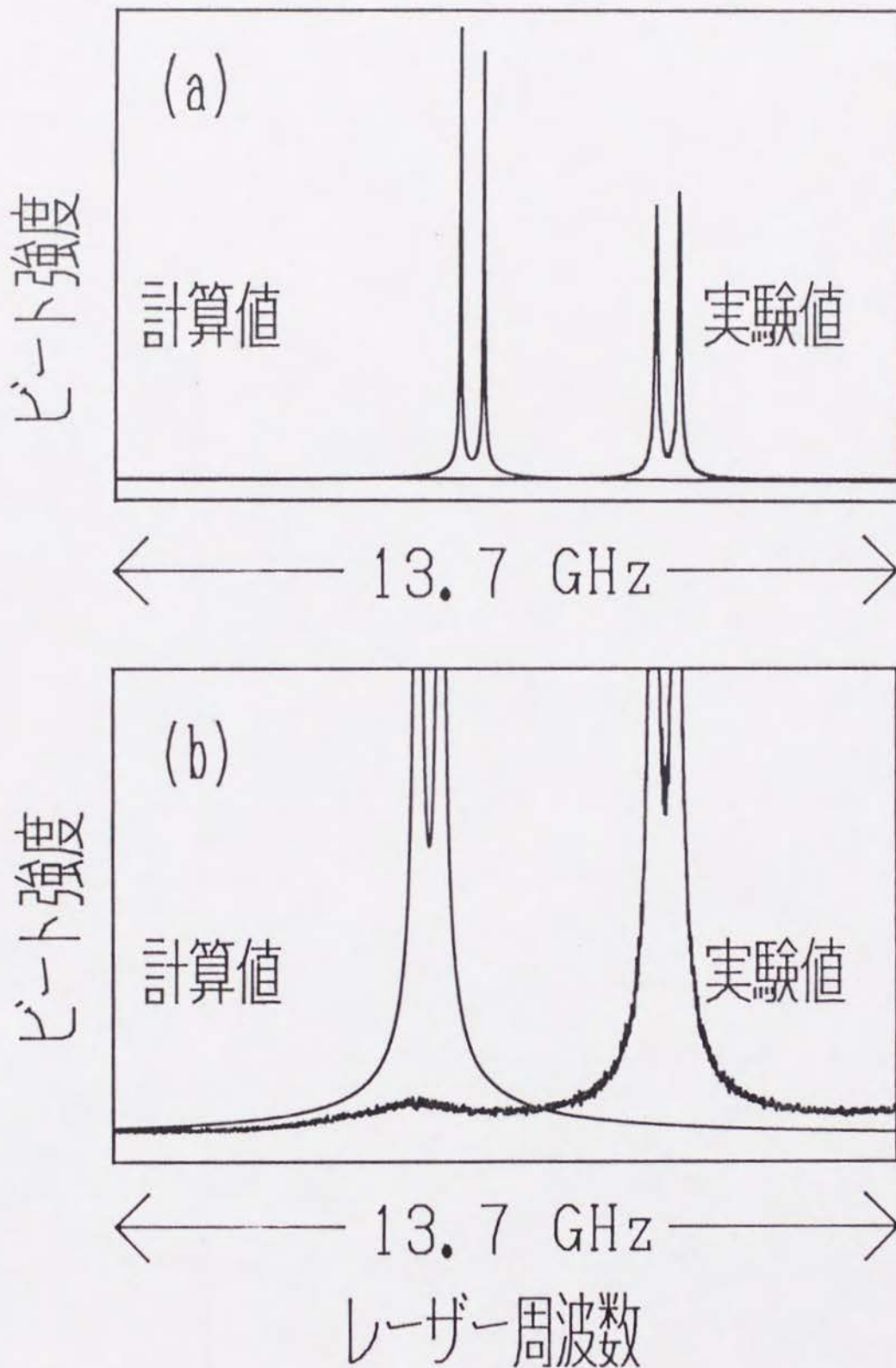


図 4: 二台の半導体レーザー光のビートの観測結果及び計算結果。(a) はビート周波数を 200 MHz とした実験結果と、レーザーの線幅を 43 MHz とした計算結果である。(b) は (a) を約 10 倍に拡大した図である。実験結果には緩和振動によるピークが約 4 GHz 離れた所に存在するが理論には取り入れてない。

4 透過光強度雑音の観測による Cs 原子の分光 - 実験結果

半導体レーザー光の周波数が原子の共鳴線に近づくと透過光強度雑音が異常に増大する。このことはかなり前から半導体レーザーを用いて分光を行なっている人々の間では広く知られていたようである [6]。しかしながらこのこと自身はただ単に無意味な雑音が増加するだけだと思われていたためあまり注目されなかった。図 5 は透過光強度雑音をオシロスコープを用いて撮影したものである。写真を見ると極めて大きな透過光強度雑音が発生する事が判る。また、RF のスペクトラムアナライザーを用いて透過光強度雑音の強度スペクトラムを測定して、1 GHz 以上の広帯域にわたる雑音であることが判った。半導体レーザー光は多くの場合光学的な周波数幅が数十 MHz あるにもかかわらず、強度雑音は比較的小さい。従って単純に考えても吸収線にレーザーの波長が近づくと原子の吸収線のスロープによって周波数雑音が振幅雑音に弁別され透過光強度雑音が発生する事が判る。しかしながらここで発生する雑音はただの雑音ではなく、サンプル原子の分光学上の情報が十分に入っている信号である事を著者らのグループは発見した [11,12]。Cs のようなアルカリ金属原子はファブリ=ペロ共振器等と違い [13] 極めて非線形性の大きな系であるため、レーザー光の周波数揺らぎと原子系が相互作用を行なうと原子の内部状態が大きく変化し、色々な興味深い現象が生じる。

この節では本研究の中心となる半導体レーザーの周波数雑音を利用した Cs 原子の分光実験について述べる。半導体レーザーの周波数揺らぎをそのまま用いているので分光方法としては大変に単純であるが、現象としてはかなり複雑である。

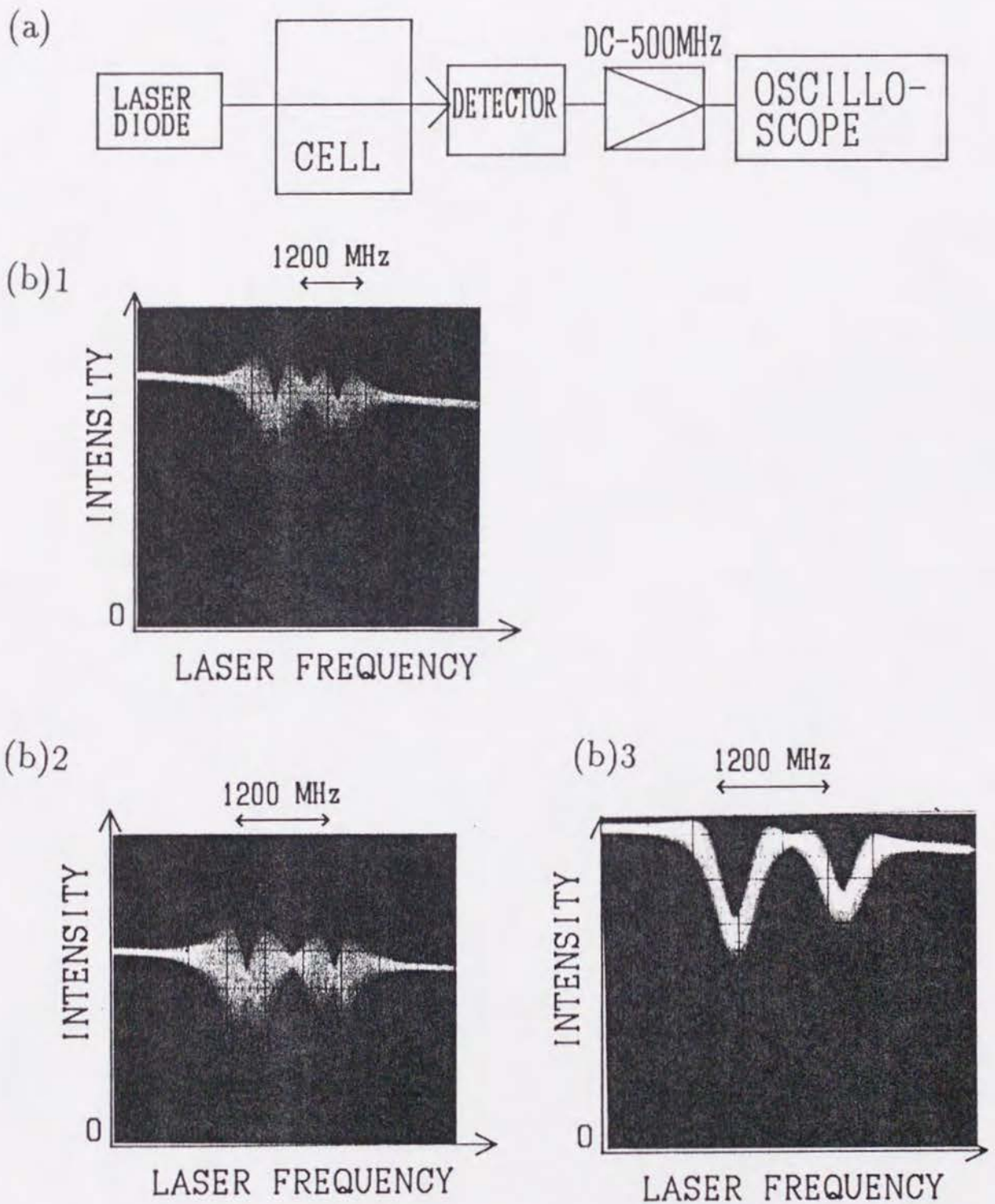


図 5: Cs-D₁線を用いて測定した透過光強度雑音。(a)は測定方法を示す。(b)1,(b)2,(b)3は透過光強度をレーザー光の周波数の関数として測定した写真であり、各々入射光強度を変えてあり 10 W/cm^2 , 200 mW/cm^2 , 0.5 mW/cm^2 である。透過光強度雑音の周波数帯域は DC-500 MHz である。

4.1 測定方法

雑音を用いた基本的な分光方法は図 6 に示す通りであり、半導体レーザーから放射された光をサンプルセルに入射させ、透過光強度をフォトダイオードで検出し、透過光強度雑音の強度スペクトラムをスペクトラムアナライザーによって測定する。その際に可能な変形として入射光の偏光、強度、周波数を変える、サンプル原子の種類や環境を変える（緩衝気体を入れる等）、サンプルセルに色々な向きの磁場、電場を加えたり高周波や別のレーザー光を加える、透過光の単純な強度を検出する他にポラリメーター等を用いて偏光の変化を検出する事などが考えられそれらについて幾つかを以下の節で述べる。

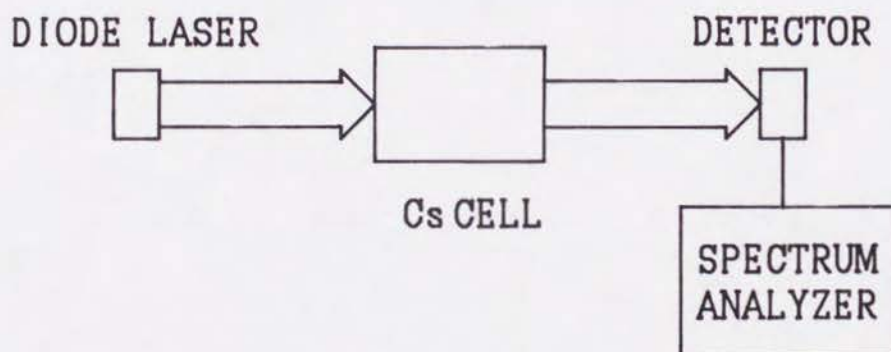


図 6: 半導体レーザーの周波数雑音を用いて分光を行なうための基本的な実験配置。

4.2 透過光強度雑音による吸収線形の検出

透過光強度雑音の強度スペクトラムを測定すると吸収スペクトラムと同様のスペクトルを得ることが出来る事を示すため Cs-D₁線の吸収スペクトル中に Cs-D₂線によるハイパーファインボンピングによってホールを三個作り、ホールを三個含んだ吸収線の分光を行なった。Cs-D₁線の吸収スペクトルは超微細準位間隔がドップラー広がりよりも十分に広いため原子の速度分布がそのまま吸収線に反映され、三個のホールはきれいに分離して測定される。プローブ光は Cs-D₁線の吸収スペクトルの中心から 500 MHz 周波数をずらしてある。

図 7 に測定結果を示す。(a) はポンプ光がある場合及び無い場合について透過光強度雑音の強度スペクトラムを測定したものであり、(b) は両者の差を計算したものである。図をみて判るように透過光強度雑音の強度スペクトラムの中に三つホールが入っている。ホールの周波数間隔はほぼ Cs-D₂線の励起状態の超微細構造の間隔と一致し、雑音によって観測されるホールの幅は、実際のホールの幅と半導体レーザー光の光学的なスペクトル幅との和になっていることが判る。この手法によって吸収スペクトルと同様のスペクトルが得られることが判る。

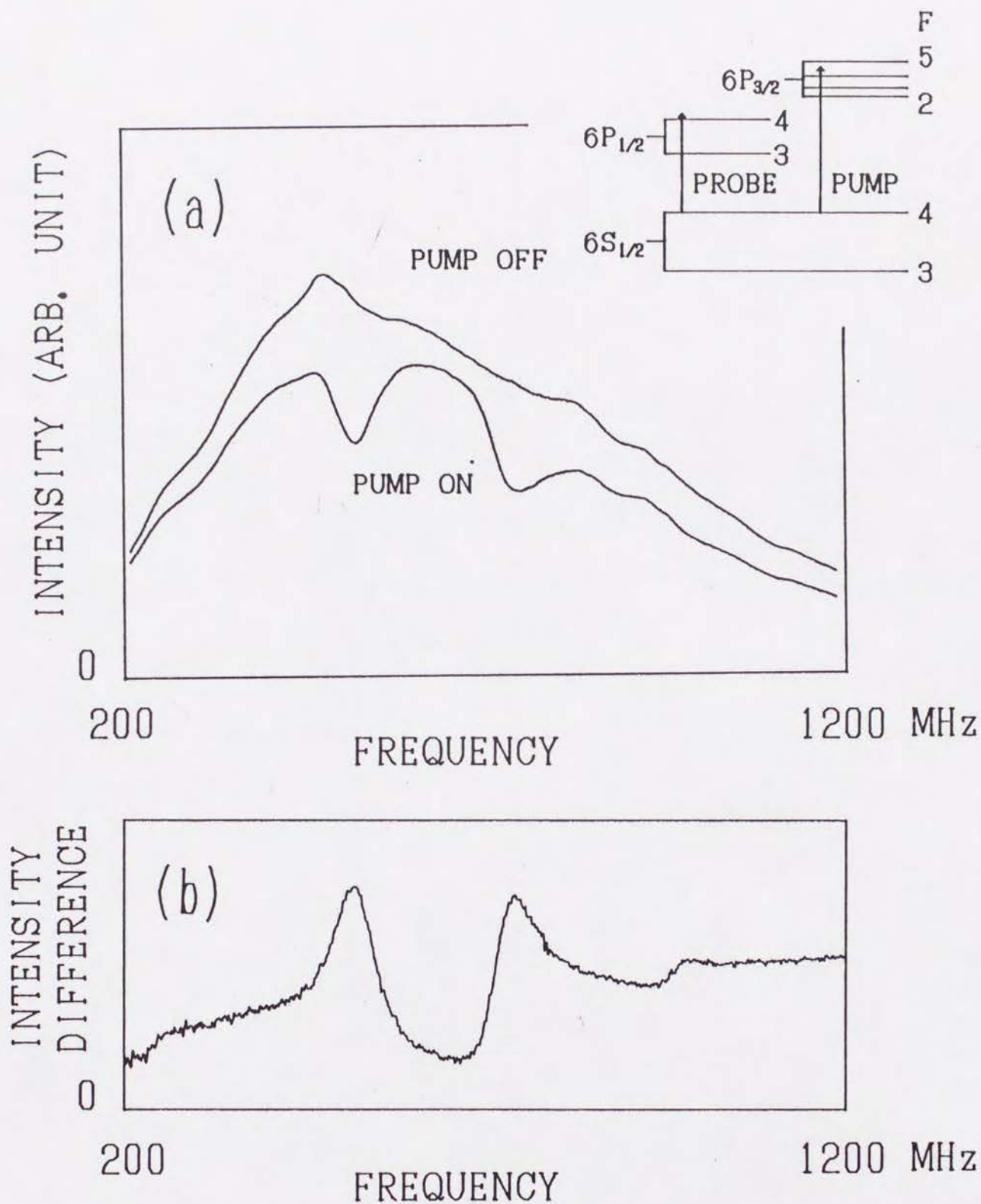


図 7: 半導体レーザーの周波数雑音を用いて Cs-D₂線の分光を行なった実験結果。ポンプ光は Cs-D₂ 線 F=4 から F=3,4,5 に共鳴させてあり光ポンピングを行いホールを作る、プローブ光は D₁線 F=4 から 3 の中心から約 500 MHz づらしてある。(a) はポンプ光がある場合及び無い場合について透過光強度雑音の強度スペクトラムを測定したものであり、(b) は規格化された両者の差を描いたものである。

4.3 副準位分光

前節で述べた様な単純な吸収スペクトルと同様なスペクトルの他に副準位の分光を行なうことが出来る。これは基本的には量子ビート分光法もしくはラマンビート分光法 [14] に類似の手法と言うことになるが、原子からみると副準位にコヒーレンスを生成するための手法が量子ビート分光法がパルス励起もしくは周期的な励起を用いているのに対して本方法はレーザー光の周波数雑音を用いているところが違い、更に原子の副準位に生成されたコヒーレンスの検出と言う点では全く違う機構による。

初めにゼーマン準位の分光結果を示す。基底状態のゼーマン準位の分光は他の副準位と較べて極めて大きな信号が得られる。図 8(a) にゼーマン副準位の分光をするための実験配置を示す。入射光を円偏光にして直角方向に磁場を加えているので半導体レーザーの周波数雑音によるランダム励起横ポンピングと言う見方が出来る。したがってこの他に入射光を直線偏光にして磁場を加えれば、 $\Delta m=2$ のコヒーレンス生成 (図 10 参照) [15] に対応した信号を得ることが出来る。図 8(b) に実験結果を示す。大きな信号は磁場の大きさと共鳴周波数から基底状態のゼーマン副準位間隔に対応していると思われ、比較的小さくて幅の広い信号 (\downarrow) は基底状態の信号の $\frac{1}{3}$ の所にあるため励起状態のゼーマン準位に対応した信号であろうと思っている。Cs-D₁線の F=4 から 3 を利用した実験結果であるが D 線の他の準位を用いても同様に観測できる。

次に励起状態の超微細準位に対応した信号の測定結果を図 9 に示す。実験配置は図 6 であり、用いた原子準位は Cs-D₂線の F=4 から 3,4,5 である。共鳴信号の幅は D 線の自然幅 5 MHz と比較するとやや広め (7 MHz から 15 MHz) であるがレーザーの線幅 (27 MHz) やドップラー幅 (350 MHz) と較べると十分に狭いので励起状態のコヒーレンスが関連した現象であることは間違いない。励起状態のコヒーレンスが関連していない励起状態の副準位の分光としては前の節で述べたように超微細準位間の光ポンピングによって形成されたホールによって発生した雑音がある。図 9 において比較的幅の狭い共鳴信号

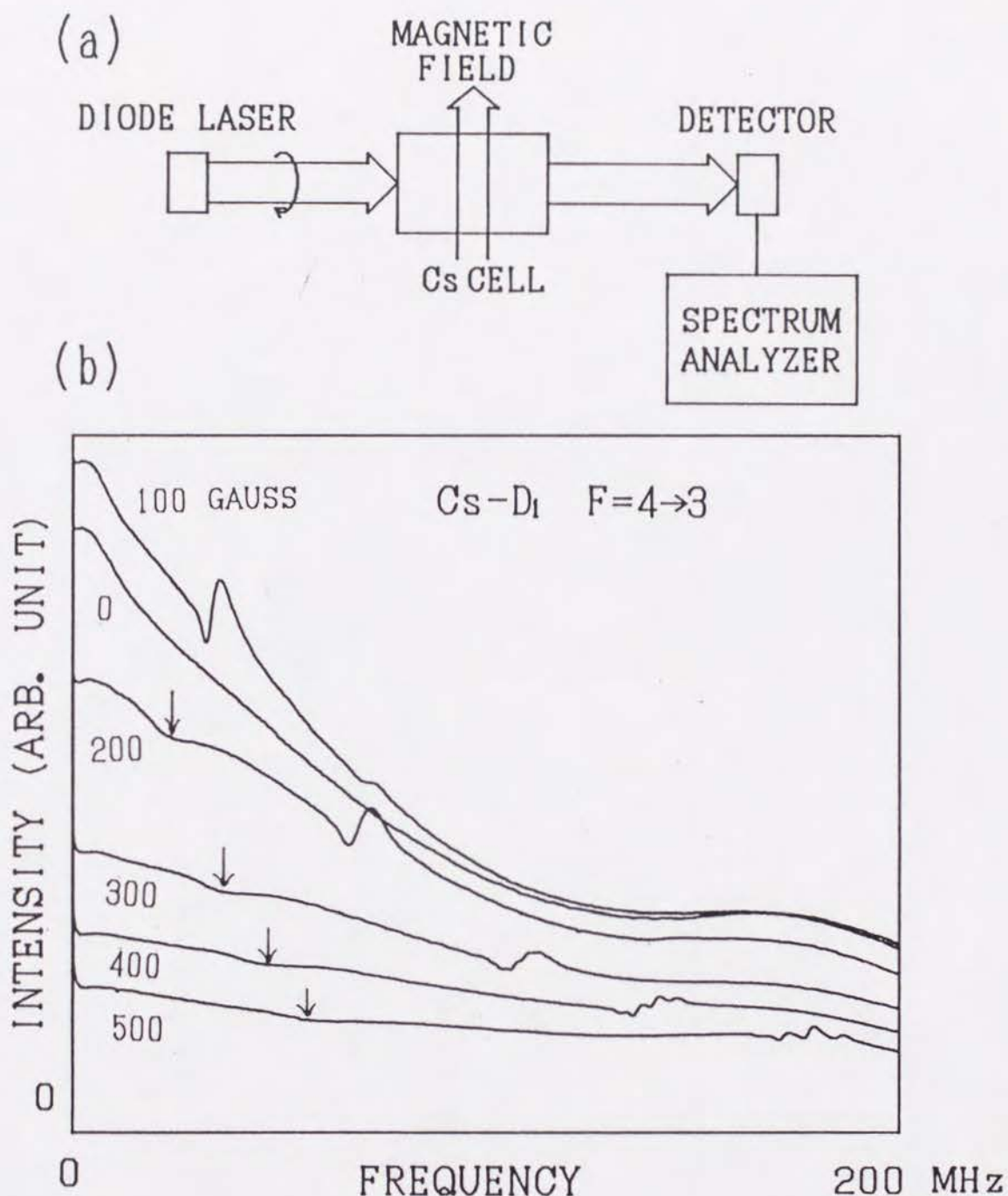


図 8: (a) 半導体レーザーの周波数雑音を用いて基底状態及び励起状態のゼーマン副準位の分光をするための実験配置。入射光を円偏光にして直角方向に磁場を加えているので半導体レーザーの周波数雑音によるランダム励起横ポンピングと言う様に考えることが出来る。(b) 半導体レーザーの周波数雑音を用いて基底状態及び励起状態のゼーマン副準位の分光を行なった結果。レーザーは Cs-D₁ 線 F=4 から 3 の中心に共鳴させ、磁場の大きさを変えてスペクトラムアナライザーによって雑音の強度スペクトラムを測定している。大きな信号は基底状態のゼーマン副準位間隔に対応しており比較的小さくて幅の広い信号 (↓) は基底状態の信号の $\frac{1}{3}$ の所にあるため励起状態のゼーマン準位に対応しているものと思われる。

は比較的幅広い（数十 MHz）共鳴信号の上に乗っているのが判る。これは前の節では別なレーザー光を加えてホールをつくったが、図 9 の場合の様にポンプ光を加えなくてもプローブ光による光ポンピングによってホールがつけられ、ホールの影響で透過光強度雑音の強度スペクトラムが変化するからである。

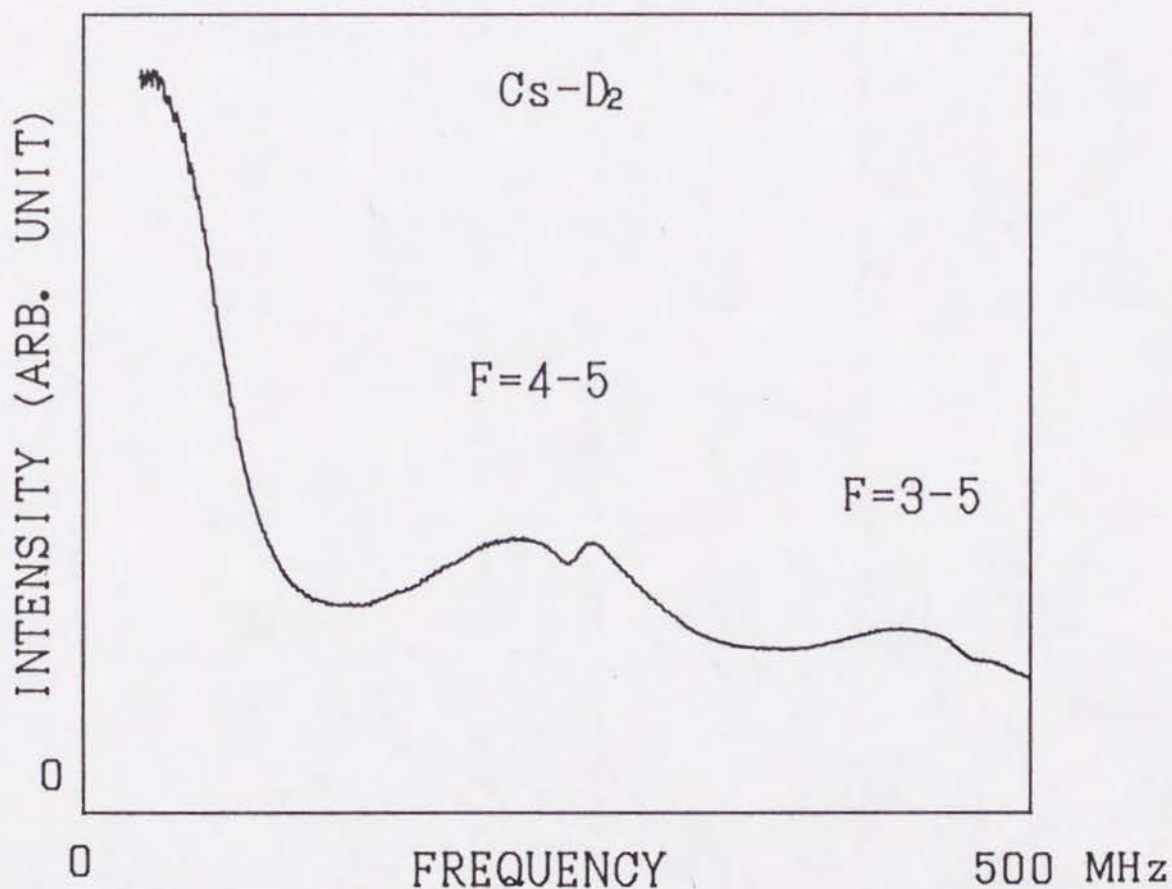


図 9: 半導体レーザーの周波数雑音を用いて励起状態の超微細準位間隔を観測した結果。
用いた遷移は Cs-D₂線で基底状態の $F=4$ から励起状態の $F=3,4,5$ である。

5 二準位原子と周波数揺らぎあるレーザー光との相互作用の結果生じる

透過光強度雑音－理論的考察

この節では 4.2 節で述べた実験結果について理論的な説明を行なう [23]。原子系と入射光の相互作用は式 (1) ~ (5) に従うとする。ただし入射光の位相が揺らいでいることに対応して、式 (4) における $E_L(t)$ は第 3 章の式 (22) ~ (24) で述べた位相拡散モデルに従った光を仮定する。従って、検出される透過光強度は、原子系の磁気モーメントがラーモア歳差運動する場合は式 (21)、そうでない場合は式 (16) によって表されるが入射光の瞬間周波数が揺らいでいるため直接観測する物理量についての統計平均を行なう必要がある。

詳しい計算を行なう前に透過光強度雑音の発生する機構について簡単に述べておく。直観的には原子の吸収線のスローブで半導体レーザーの周波数雑音が振幅雑音に変換されるため透過光強度雑音が発生すると考えて間違いない。したがって透過光強度雑音の発生の機構は基本的には極めて単純なものである。但し入射光の周波数揺らぎの時定数が極めて短いためサンプル原子の吸収による効果だけで雑音が発生するのではなく、特に高周波成分はサンプル原子の屈折率による分散の効果が大きく効いていると思われる。更に本研究で対象としているサンプルは容易に光ポンピングされホールが形成されやすい原子であるから、ホールとの関係についても考えておく必要がある。第 3 章において述べた様に半導体レーザー光の周波数揺らぎは比較的ゆっくりとした時定数で揺らぐ Current noise 揺らぎと、極めて高速に揺らぐ Carrier noise 及び Spontaneous emission noise 揺らぎの二成分に分けることが出来る。それらの時定数とサンプル原子の時定数の間の関係は不等式 (27) の様になる。

$$\tau_{\text{relaxation}} \gg \tau_{\text{slow}} > \tau_{\text{pumping}} \gg \tau_{\text{rapid}}, \quad (27)$$

ここで $\tau_{\text{relaxation}}$ はサンプル原子の基底状態に作られたホールの緩和時間であり、気体原子の場合レーザービームと原子の相互作用時間となり、 $\tau_{\text{relaxation}} \approx 1 \text{ ms}$ 程度である。

τ_{slow} は Current noise 揺らぎの時定数であり $10 \mu s$ 程度である。 $\tau_{pumping}$ はサンプル原子の基底状態に掘られるホールのポンピングタイムであり数 μs である。 τ_{rapid} は Carrier noise 及び Spontaneous emission noise 揺らぎの時定数で、極めて速く数十 ps である。不等式 (27) から結論できるホールと半導体レーザー光の周波数揺らぎとの相互作用は以下のようになる。 $\tau_{relaxation} \gg \tau_{slow}$ であるから、ホールの幅は半導体レーザー光の光学的な線幅によって決定される。なぜならホールが作られたとすると緩和するまえにまたポンピングされるからである。もしも $\tau_{relaxation} \ll \tau_{slow}$ の様な関係があればホールの幅は、半導体レーザー光の線幅よりも狭くなるであろう。 $\tau_{slow} > \tau_{pumping}$ によって Current noise 揺らぎは透過光強度雑音を発生しないと結論する事が出来る。なぜならば一般にホールはドップラー広がりの方の吸収線よりも傾きが急であるため、効率よく周波数雑音を透過光強度雑音に変換するが、Current noise 揺らぎと言う観点からみるとホールがあまりに速く掘られてしまうため、レーザーの中心周波数は常にホールの中心にいるようなものであるからホールによって周波数弁別されないのである。したがって Current noise 揺らぎは効率良く振幅雑音に変換されない。この点については実験結果によっても確かめられている。図 3 から予想すれば、透過光強度雑音の低周波側は Current noise 揺らぎによって著しく増大するように思えるが、図 10 が示す様に低周波側の透過光強度雑音は Current noise 揺らぎによって増大する事なく平坦である。 $\tau_{pumping} \gg \tau_{rapid}$ は Carrier noise 及び Spontaneous emission noise 揺らぎにとってホールは剛体の様なもの、すなわち形が変化しないと思って良いと言うことを示す。以上をまとめると不等式 (27) から結論できることはホールの幅はレーザーの線幅程度であり、透過光強度雑音を発生するのは Carrier noise 及び Spontaneous emission noise のみであり Current noise 揺らぎは雑音を発生しないということである。したがって、以下の理論において、Current noise 揺らぎは雑音源として考慮しない。

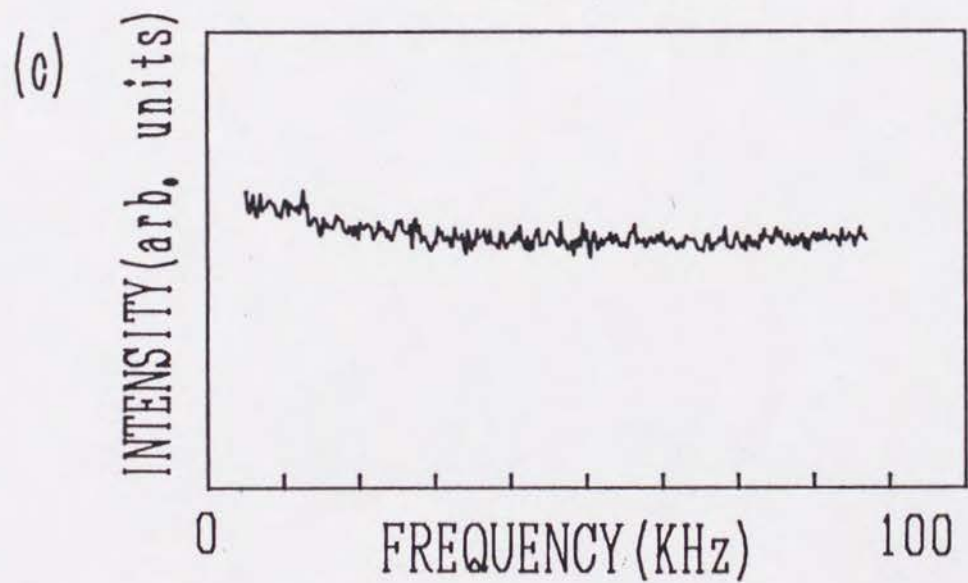
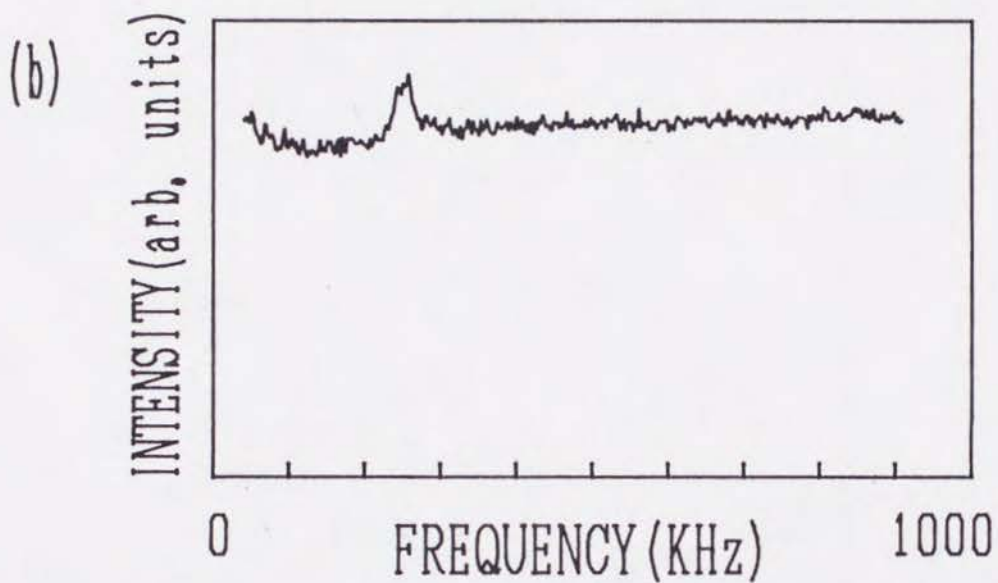
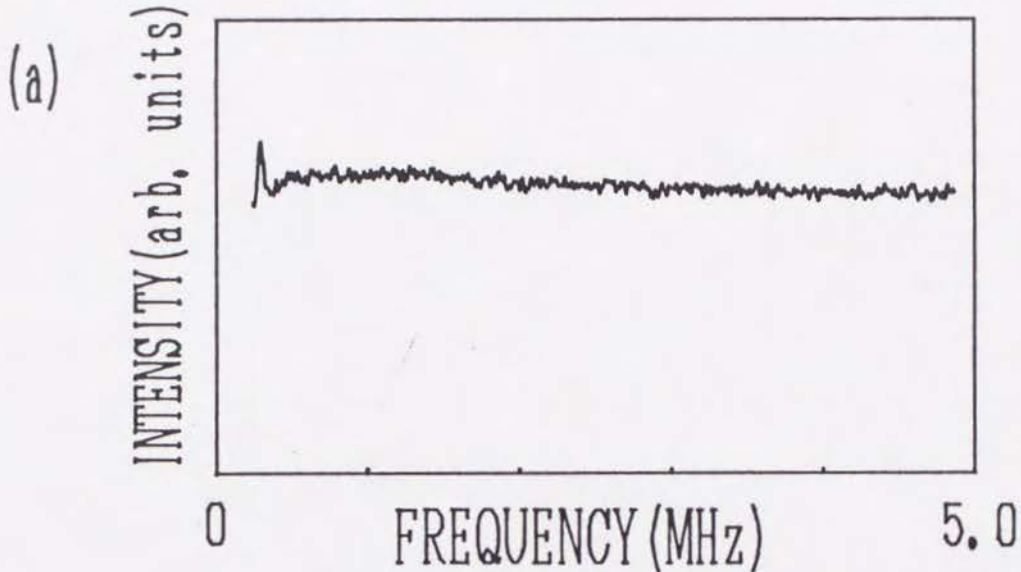


図 10: 透過光強度雑音の低周波成分の測定結果。測定は Cs-D₁線 F=4 から 3 の遷移を用いた。5 MHz から 5 kHz まで強度が一様であることが判る。280 kHz にあるピークは入射した半導体レーザー光が直線偏光であった為にアライメント ($\Delta m=2$ のコヒーレンス [15]) が Cs 原子の基底状態に作られ、地球磁場の周りを歳差運動しているためである

5.1 透過光強度雑音の強度スペクトラム

透過光強度雑音の強度スペクトラム $I(\Omega)$ は検出された透過光強度雑音をフーリエ変換すればよく、式 (28) によって表される。

$$I^2(\Omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left| \int_{-T}^T dt \exp(i\Omega t) I_{det}(t) \right|^2 > . \quad (28)$$

ここで Ω はスペクトラムアナライザーで観測される高周波領域の周波数であり $\langle \rangle$ は統計平均を表す。レーザー光の電場の周波数揺らぎに対して式 (24) によって定義される統計性を用い、 $I_{det}(t)$ として式 (16) を式 (28) に代入すると、統計平均及び時間積分は解析的に計算を行なうことが出来る。 $I(\Omega)$ は

$$\begin{aligned} I^2(\Omega) = & -2\alpha^2 |E_0|^4 \Re \left[\int_0^\infty d\omega_0 G(\omega_0) \int_0^\infty d\omega'_0 G(\omega'_0) \frac{\sigma^2}{i\delta\omega - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} \right. \\ & \left\{ \frac{1}{i(\Omega + \delta\omega) - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} + \frac{1}{i(-\Omega + \delta\omega) - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} \right\} \\ & \left\{ \frac{1}{i(\delta\omega + \delta\omega') - 2(\gamma + \sigma^2)} \cdot \frac{1}{i\delta\omega' - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{i(\delta\omega - \delta\omega') - 2\gamma} \cdot \frac{1}{i\delta\omega' + \gamma + \frac{\sigma^2}{2}} \right\} \right], \quad (29) \end{aligned}$$

となる。ここで簡略化のため

$$\begin{aligned} \delta\omega &= \omega - \omega_0, \\ \delta\omega' &= \omega - \omega'_0, \end{aligned} \quad (30)$$

とおいた。ただし式 (29) は $\Omega \neq 0$ の場合に成立する。図 11 に式 (30) を用いて計算した一例を示す。レーザー光の中心周波数をドップラー広がりした吸収線の中心に合わせ、入射レーザー光強度によってハイパーファインボンピング等によるホールの深さが変わるとして不均一広がりをあらわす分布関数 $G(\omega_0)$ を変化させた。ただし以後の数値計算において $G(\omega_0)$ における ω_0 は計算の都合上式 (30) によって定義される $\delta\omega$ に置き換えてある。

(a) はここで仮定した $G(\omega_0)$ であり (b) は (a) に対応した透過光強度雑音のパワースペクトラムである。ホールが深くなるほど低周波側の雑音が大きくなり透過光強度雑音においてホールが大変に重要な働きをしているのが判る。更に、低周波側のピークの幅がほぼホール幅とレーザー線幅の和になることも判る。

図 12 は透過光強度雑音のパワースペクトラムを観測することで図 7 に対応して述べられた新しい形の分光を行なうことが出来ると言うことを理論的に示したものである。プローブレーザー光の中心周波数を不均一広がりした吸収線 (350 MHz FWHM) の中心から 500 MHz ずらし、不均一広がり分布関数 $G(\omega_0)$ をポンプ光によるハイパーファインポンピングによってホールが掘られたとして図 12(a) のように仮定して計算したものである。(b) は (a) に対応した透過光強度雑音の強度スペクトラムであり、さらに図 7 に対応させるためポンプ光によるホールがある場合と無い場合について計算を行ない両者の差を計算してある (c)。実験結果と理論計算とが比較的良好に一致しているため、以上述べたような理論が正しいと思われる。

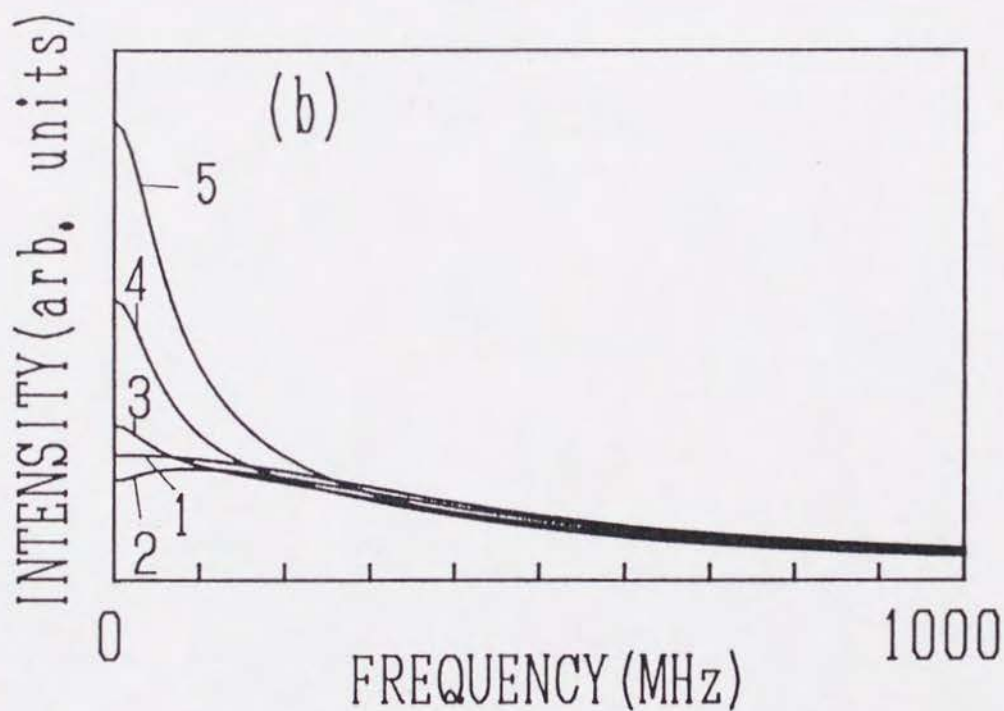
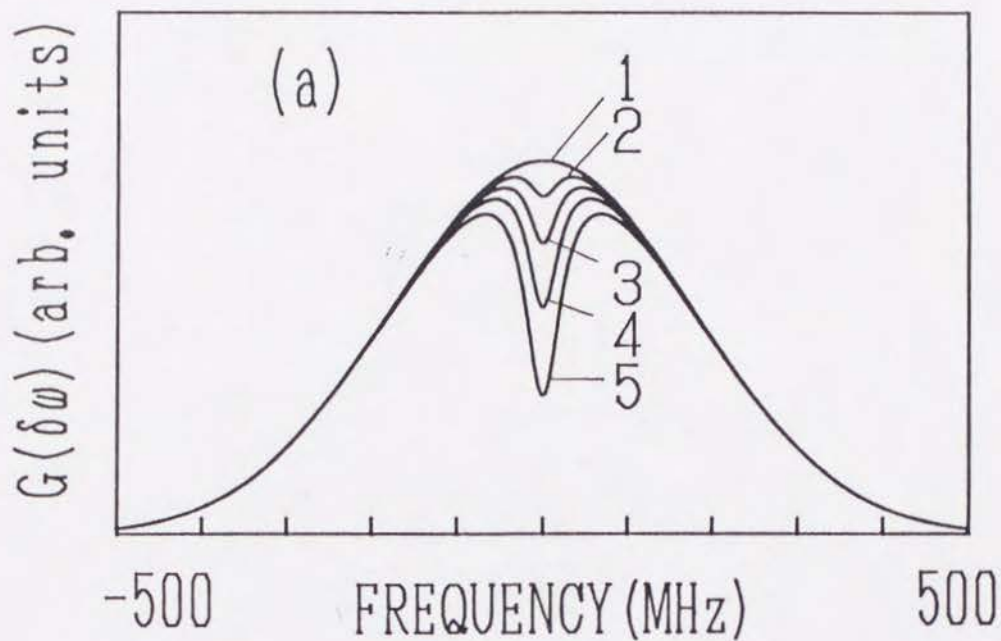


図 11: 半導体レーザーの周波数雑音によって発生した透過光強度雑音の強度スペクトラムの計算結果の一例。(a) は不均一広がり分布関数 $G(\omega_0)$ (ω_0 は計算の都合上式 (30) によって定義される $\delta\omega$ に置き換えてある) であり (b) は (a) に対応した透過光強度雑音のパワースペクトラムである。レーザーの中心周波数は共鳴線の中心に固定してある。この計算では $\sigma^2/2\pi = 40$ MHz と仮定している。

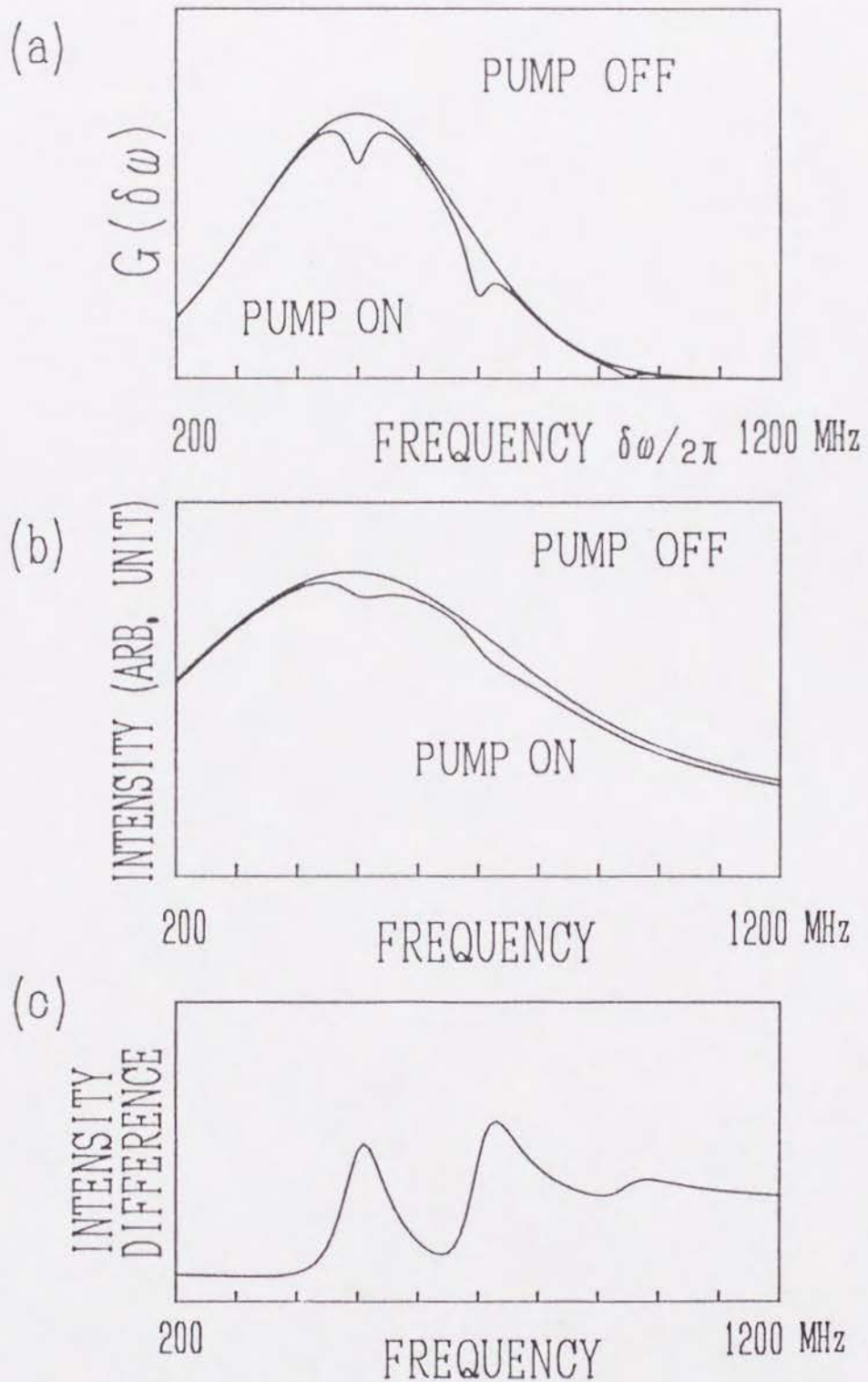


図 12: 半導体レーザーの周波数雑音を用いて Cs-D₂線の超微細準位間隔を観測した実験結果図 7と関連させた計算結果。(a)はこの計算に用いた不均一広がり分布関数 $G(\omega_0)$ 、(b)は(a)に対応した透過光強度雑音のパワースペクトラムでありプローブ光は共鳴線の中心から 500 MHz ずらしてある。(c)はポンプ光がある場合と無い場合の規格化された差である。この計算においても $\sigma^2/2\pi = 40$ MHz と仮定している。

5.2 透過光強度雑音の自乗平均強度の計算及び実測

この節では透過光強度雑音の定量的な大きさについて議論する。透過光強度雑音の自乗平均強度 $I_{rms}(\omega)$ の計算は透過光強度雑音の強度スペクトルを積分する事で得られる。光検出系の観測周波数の下限を Ω_1 、上限を Ω_2 とすると透過光強度雑音の平均自乗強度は

$$I_{rms}^2(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} I^2(\Omega) d\Omega, \quad (31)$$

となる。 $I^2(\Omega)$ として式 (29) を用いると

$$\begin{aligned} I_{rms}^2(\omega) = & \frac{-2\alpha^2|E_0|^4}{\pi} \Re \left[\int_0^\infty d\omega_0 G(\omega_0) \int_0^\infty d\omega'_0 G(\omega'_0) \frac{\sigma^2}{i\delta\omega - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} \right. \\ & i \left\{ \text{Log} \frac{i(-\Omega_2 + \delta\omega) - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}}{i(\Omega_2 + \delta\omega) - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} + \text{Log} \frac{i(\Omega_1 + \delta\omega) - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}}{i(-\Omega_1 + \delta\omega) - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} \right\} \\ & \left\{ \frac{1}{i(\delta\omega + \delta\omega') - 2(\gamma + \sigma^2)} \cdot \frac{1}{i\delta\omega' - \gamma - \frac{\sigma^2}{2}} \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{i(\delta\omega - \delta\omega') - 2\gamma} \cdot \frac{1}{i\delta\omega' + \gamma + \frac{\sigma^2}{2}} \right\} \right], \quad (32) \end{aligned}$$

となる。ただし Log は自然対数の主値を表し、式 (32) は式 (29) が $\Omega = 0$ において成立しないため $\Omega_2 > \Omega_1 > 0$ であり平均吸収量（直流成分）は得られない。従って平均吸収量は別に計算する必要がある。平均吸収量を $I_{abs}(\omega)$ とすると

$$\begin{aligned} I_{abs}(\omega) &= \langle -2\Re(E_L^* E_d) \rangle, \\ &= 2\alpha|E_0|^2 \int_0^\infty d\omega_0 G(\omega_0) \frac{\gamma + \sigma^2/2}{(\gamma + \sigma^2/2)^2 + (\omega - \omega_0)^2}, \quad (33) \end{aligned}$$

によって与えられる。式 (32) と式 (33) には比例係数として $\alpha|E_0|^2$ がはいっているが意味のある物理量は $I_{rms}(\omega)$ と $I_{abs}(\omega)$ の比であるから比例係数は考慮する必要が無い。

次に実測した結果について述べる。どの程度の雑音が発生するかは感覚的には図 5 の写真で十分であるが実験と理論とを定量的に比較しようとする図 5 では不十分なので透過光強度雑音の自乗平均強度を測定した。透過光強度を A/D コンバーター等を用いサン

ブリングを行いコンピューターで統計処理することによって平均吸収量及び透過光強度雑音の自乗平均値を求めた。測定は Cs-D₁線 F=4 から F=3,4 のラインで行い式 (32) 及び式 (33) が極めて弱い励起の場合にのみ成立するため実験条件として入射光強度を十分に弱く (図 5 の (b)3 と同じ) して測定した。本研究の場合、測定帯域は直流増幅器の特性で制限され DC から 500 MHz である。従って式 (32) において $\Omega_1 \rightarrow 0$ 及び $\Omega_2/2\pi=500$ MHz となる。また直流までサンプリングする事によって平均吸収量を求めることが出来る。

計算値を実測値に合わせるためには Carrier noise 及び Spontaneous emission noise 揺らぎのみによるレーザー光の線幅 σ^2 と入射光によって生成されたホールの深さを知らなければならないがここではこの二つのパラメーターをうまく調節することで計算値を実験値に合わせることにした。測定結果及び式 (32) と式 (33) によって計算し実測値に合わせた結果を図 13(a) に示す。計算値はホールの幅として 45 MHz、レーザーの実効的な線幅として 12 MHz ($\sigma^2/2\pi=12$ MHz) を仮定している。同様な条件下で測定及び計算した透過光強度雑音の強度スペクトラムを図 13(b) に示す。但し、レーザーの中心周波数は F=4 から F=4 の線の中心に固定してある。(a),(b) どちらも同時に実験と理論が大変に良く一致しているので上述した考え方がほぼ正しいと思われる。図 14(a) は図 13 を測定した時と同じ実験条件で飽和吸収分光を行いホールの深さを測定した図であり、(b) は図 13(a) が RMS 値を描いた結果であるのに対して同じ測定データを用いて透過光強度雑音の振幅の頻度分布を描いた図である。レーザーの中心周波数が吸収線の中心にある時には僅かであるが振幅の頻度分布が中心よりも上の方にずれているのが判る。これは、透過光強度雑音を時間軸で観測すると透過光強度が減少する向きにパルス状の雑音が出ていることに対応している。荒い言い方をすると、ホールの先端は傾きが零であるから、周波数弁別が二次の成分によって行なわれるためである。レーザーの中心周波数が吸収線の中心からずれているときには、ほぼ上下対称の分布をしているのが判る。何れにしても比較的きれいなガウス分布で近似できるような分布をしているので、RMS 値で透過光強度雑音の大きさを表現することは的を得ているといえる。

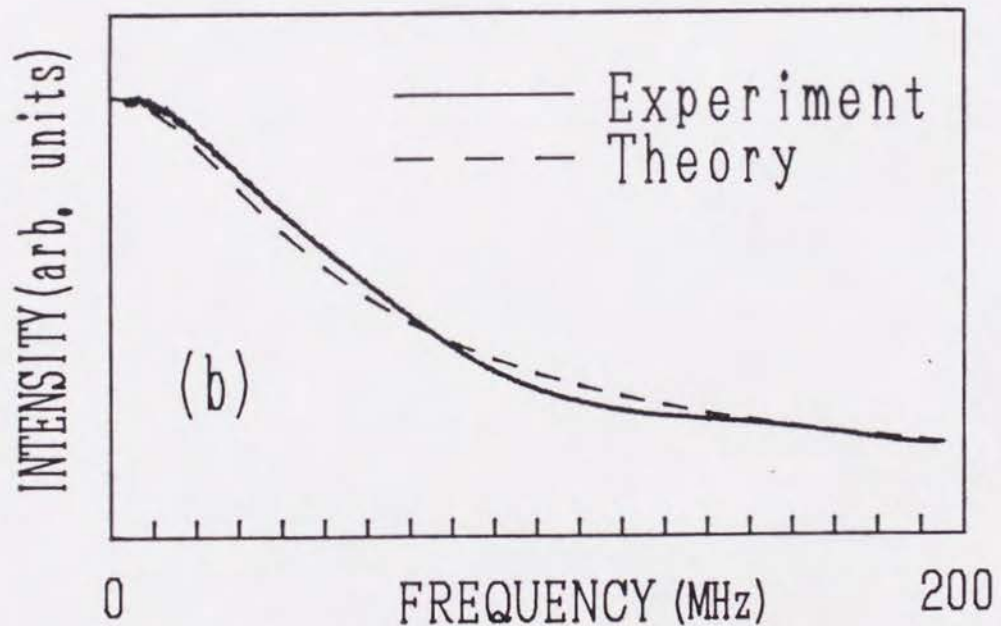
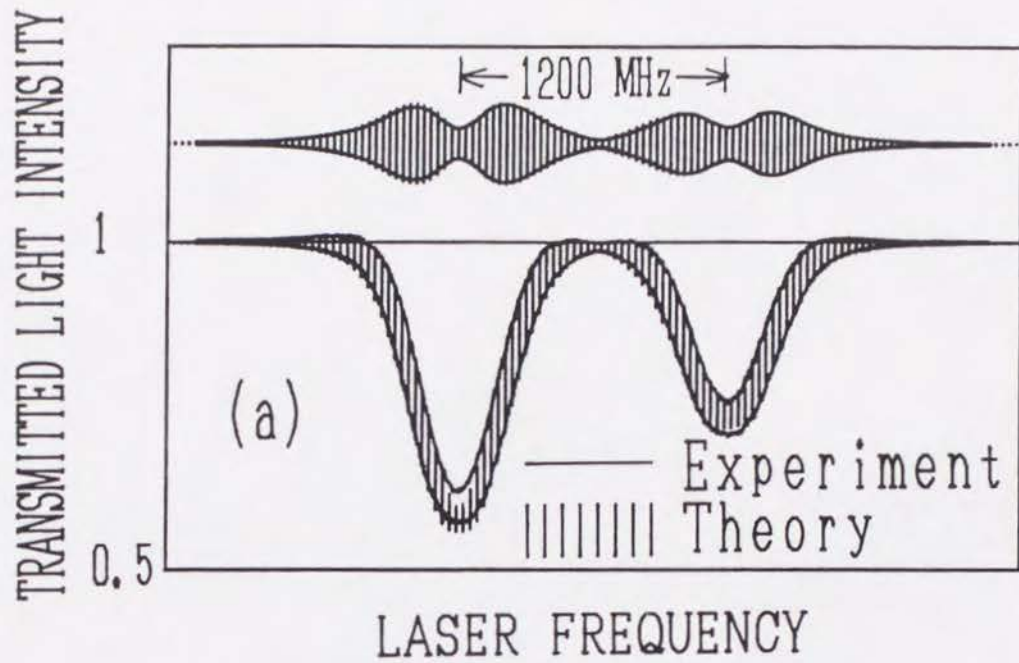
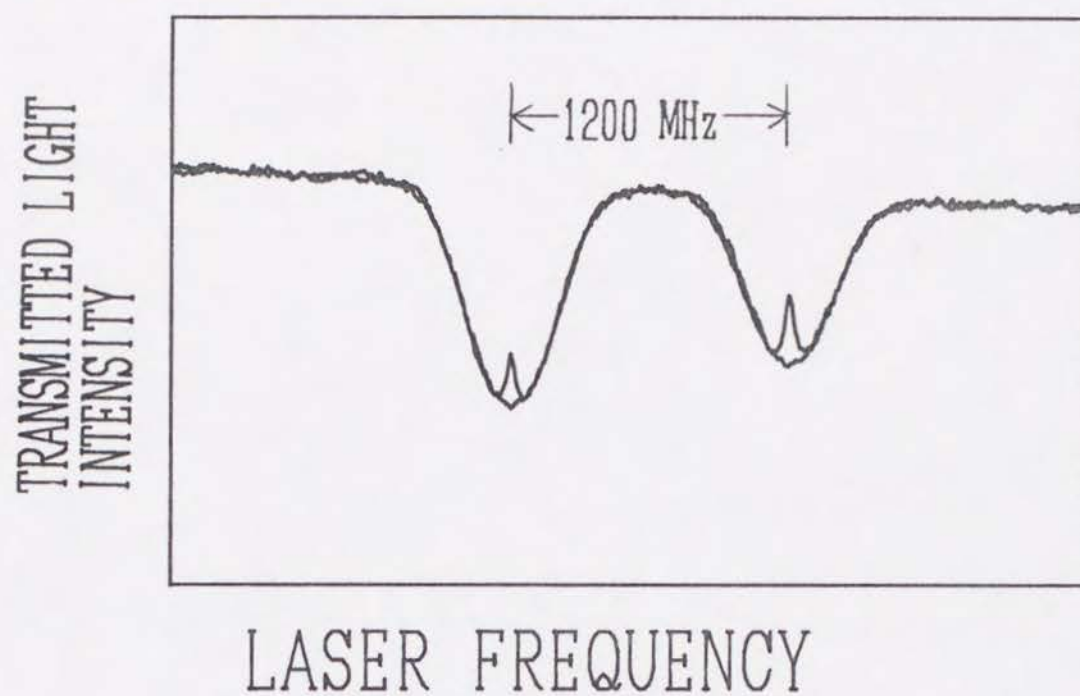


図 13: (a) 透過光強度雑音の自乗平均値の実測値及び計算値。測定は Cs-D₁線基底状態 F=4 から励起状態の F=3,4 を用いて行なった。上の方に描いてある図は RMS 値を二倍したもの、下の方に描いてある図は平均吸収量の上に RMS 値を乗せて描いてある。計算値はホールの幅として 45 MHz、レーザーの実効的な線幅として 12 MHz ($\sigma^2/2\pi=12$ MHz) を仮定した。 (b) 透過光強度雑音の強度スペクトラムを (a) と同じ条件下で測定及び計算した結果。但し、レーザーの中心周波数は F=4 から F=4 の線の中心に固定してある。

(a)



(b)

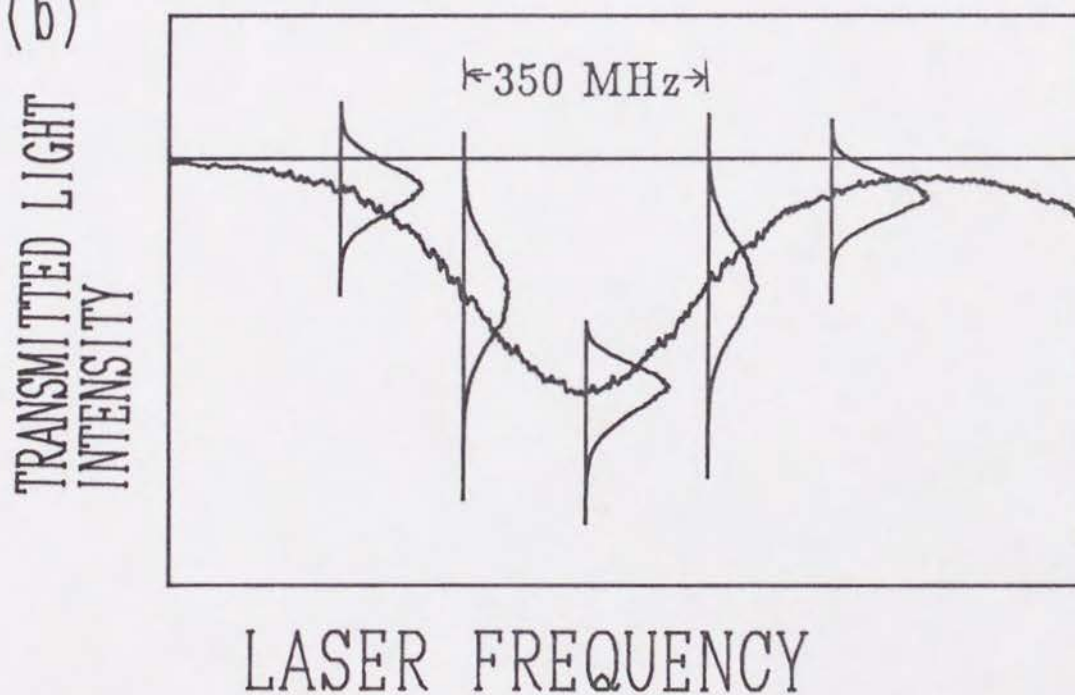


図 14: 図 13を測定した時と同じ実験条件で飽和吸収分光を行いホールの深さを測定した (a)。(b)は図 13(a)がRMS値を描いた結果であるが同じ測定データを用いて透過光強度雑音の振幅の頻度分布を描いた。

5.3 考察

透過光強度雑音の発生する理由として二つの見方が出来る。一つは吸収線のスロープによって周波数揺らぎが強度揺らぎに変換されるという見方で普通の FM ラジオ等の復調と同じように考える。この様に考えると周波数弁別器が理想的（十分に応答の速い周波数弁別器＝十分に幅の広い吸収線）であれば図 3 と同じ様な強度スペクトラムの透過光強度雑音が発生するが、実際の原子系は必ずしも理想的な周波数弁別器ではないため形が歪み、原子の吸収スペクトルに関連した信号が得られると考えられる。しかしながらこの様な考え方では、直観的には図 7 のような吸収スペクトルとほぼ同じ形をした透過光強度雑音の強度スペクトラムが得られることが理解できない。別の考え方は、のっぺりと構造無しにローレンツ形に広がった入射光の光学的なスペクトルの裾で原子の吸収線を励起し、原子系から放出される双極子輻射と、入射レーザー光とのビート（干渉）によって透過光強度雑音が発生すると考える事である。この様に考えると原子の吸収線とほぼ同じ形をした透過光強度雑音の強度スペクトラムが得られる事が理解出来る様に思えるが、実際にはこの考え方に従うと透過光強度雑音の高周波成分が非常に大きいと言うことを説明できない。この考えによると、十分に幅の広い吸収線の場合、透過光強度雑音の強度スペクトラムの半値幅は、入射光の光学的な半値幅の二倍になるであろう。入射光のスペクトラムが半値幅 σ^2 のローレンツ形ならば、透過光強度雑音は半値幅 $2\sigma^2$ のローレンツ形になるはずである。しかし実際にはその様にならない。実験によっても確かめられているが、理論的にも式 (29) において、 $\gamma \rightarrow \infty$ 及び $G(\omega_0) = \delta(\omega_a - \omega_0)$ とおくと $I(\Omega)$ は白色雑音になる。従って入射光をのっぺりと構造無しに広がった光であるとしてはならない。式 (22) ～ (24) によって定義される光は瞬間周波数がランダムに揺らいでいるのであって、光学的なスペクトルがのっぺりとした無構造であるわけではない。原子系は瞬間周波数を自分の時定数でなまらした様に見ながら強度に弁別していると考えerほうが本研究のような場合には正確であろう。

一方本節において、比較的スペクトル幅の狭い半導体レーザー光の周波数雑音を用いて広範囲の周波数領域の分光を行なうことが出来るという一見矛盾した様な理論を展開したが直観的には以下のように説明できる。式 (24) によって定義される瞬間周波数 $\nu(t)$ の強度スペクトラム (式 (25) の第一式の $E_L(t)$ の代わりに $\nu(t)$ を代入する) が白色であるのに対して、式 (25) が示すように、放射されるレーザー光の光学的な強度スペクトラムは有限の半値幅を持った光となる。この違いは、正弦波による FM 変調において、FM サイドバンドの強度が変調指数 $\Delta\omega/\omega_M$ (ω_M は変調周波数、 $\Delta\omega$ は周波数変位で、変調の強度を表す) に比例する事と対応している。式 (22) ~ 式 (24) によって定義される光の場合、白色雑音によって FM 変調しているため $\Delta\omega$ は一定であるが ω_M は低周波から高周波までとりうる。その結果、高周波側の変調指数が下がり、高周波側の FM サイドバンドは小さくなる。結果として放射される光は白色光とならずに有限の半値幅をもつ光となる。しかしながら、高周波側の変調強度が小さいと言うわけではないので、半導体レーザー光はかなり広い周波数範囲と相互作用を行っている。したがって、原子系等と相互作用して FM 復調されると白色に近い信号が得られる事もある。この点が本研究において、比較的スペクトル幅の狭い半導体レーザー光の周波数雑音を用いて広範囲の周波数領域の分光を行なうことが出来るという一見矛盾した様な理論の大切な所でもある。

6 半導体レーザーの周波数雑音を利用したランダム励起横ポンピング

この節では第 4.3 節図 8 の実験に対応した理論を半導体レーザーの周波数雑音を利用したランダム励起横ポンピングと言う観点からコンピューターシミュレーションを用いて検討する [23]。ゼーマン準位間にランダム励起光ポンピングによってコヒーレンスが形成されれば、透過光強度雑音の強度スペクトラムの中にゼーマン周波数の信号が出現するのはある程度予想出来る。したがって本節では、どの様に出現するのか、すなわち信号の形や大きさはどの様にして決まるのかを主として検討する。

6.1 基本となる方程式の導出

周波数雑音を含むレーザー光によるランダム励起横ポンピングの厳密な理論は今の所存在しないがここでは式 (20) の様にポンピングレートを仮定することで通常の光ポンピングの理論を用いることにする。したがって規格化された磁化 M の運動方程式は式 (18) を用いる。光の進行方向を z 軸の正の方向、磁場 H を x 軸の方向に加える場合を仮定し、式 (18) を整理すると

$$\frac{dM_+}{dt} = (-\langle P \rangle - \Gamma + i\gamma_g H)M_+ + P, \quad (34)$$

となる。複素表示した磁化 M_+ は

$$M_+ = M_x + iM_y. \quad (35)$$

M_x は式 (34) に含まれていないが式 (18) から $M_x=0$ となる。本研究では本質的なことではないが式 (34) において M_+ の係数として入っているポンピングレート P を $\langle P \rangle$ と置き換えてある。この様に近似することによって式 (34) は単純な線形常微分方程式となり計算が比較的簡単（コンピューターシミュレーションにおいては計算時間が短縮され、差分化に伴う離散化誤差を減少させる事が出来る）になる。近似が成立するための条件はポ

ンピングレートが十分に小さく結果として $|M_+| \ll 1$ となる場合である。式 (34)、(35)、(20) から得られる M_Z を式 (21) に代入して透過光強度雑音 $I_{det}(t)$ を求め、式 (28) に代入してフーリエ変換すれば透過光強度雑音の強度スペクトラムを解析的な計算によって求めることが出来る。しかしながら解析的な計算は極めて面倒なので本研究においてはコンピュータシミュレーションを行なって調べることにした。

6.2 信号の形について

第 4.3 節では詳しく述べなかったがゼーマン分離に対応する信号の形は図 16 のように入射レーザー光の強度を変えると変化する。入射光強度が十分に弱いときゼーマン信号は上向き（ゼーマン周波数において雑音が増加する）となる。更に入射光強度を増加させて行くとゼーマン信号の形は分散形の様な形になる。そして最後には下向きのディップ（ゼーマン周波数において雑音が減少する）となる。

次に信号の形の変化に関連した一つの実験について示す。

式 (15) において観測している物理量は $\Re(E_L E_d^*)$ であると述べたが 図 15 の様に半導体レーザーに周波数変調を行ない発生した側波帯と原子との相互作用の結果生じた雑音とのビートを測定することによって $\Im(E_L E_d^*)$ を測定する事が出来る。

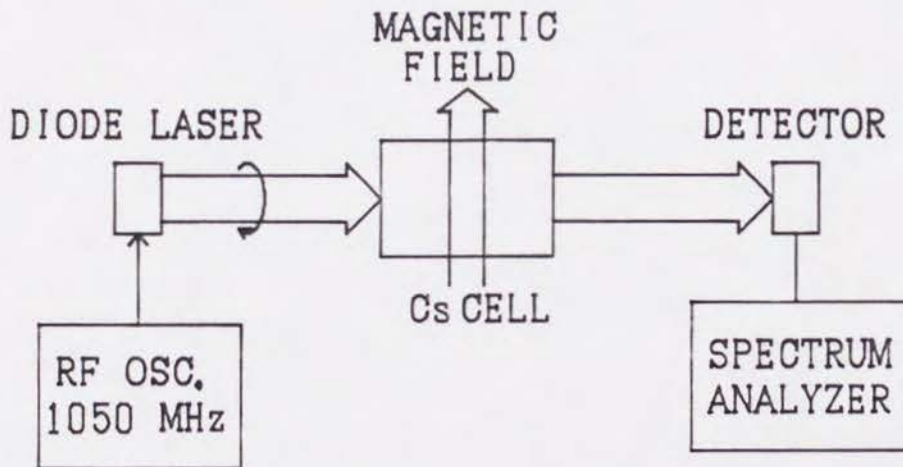


図 15: $\Im(E_L E_d^*)$ を測定するための実験配置。半導体レーザーに周波数変調を行ない発生した側波帯と原子との相互作用の結果生じた雑音とのビートを測定する。

周波数変調された光 $E_{LFM}(\omega, t)$ は変調指数 η について一次まで求めると

$$E_{LFM}(\omega, t) \approx E_L(\omega, t) \left(1 + \frac{\eta}{2} e^{i\omega_M t} - \frac{\eta}{2} e^{-i\omega_M t} \right). \quad (36)$$

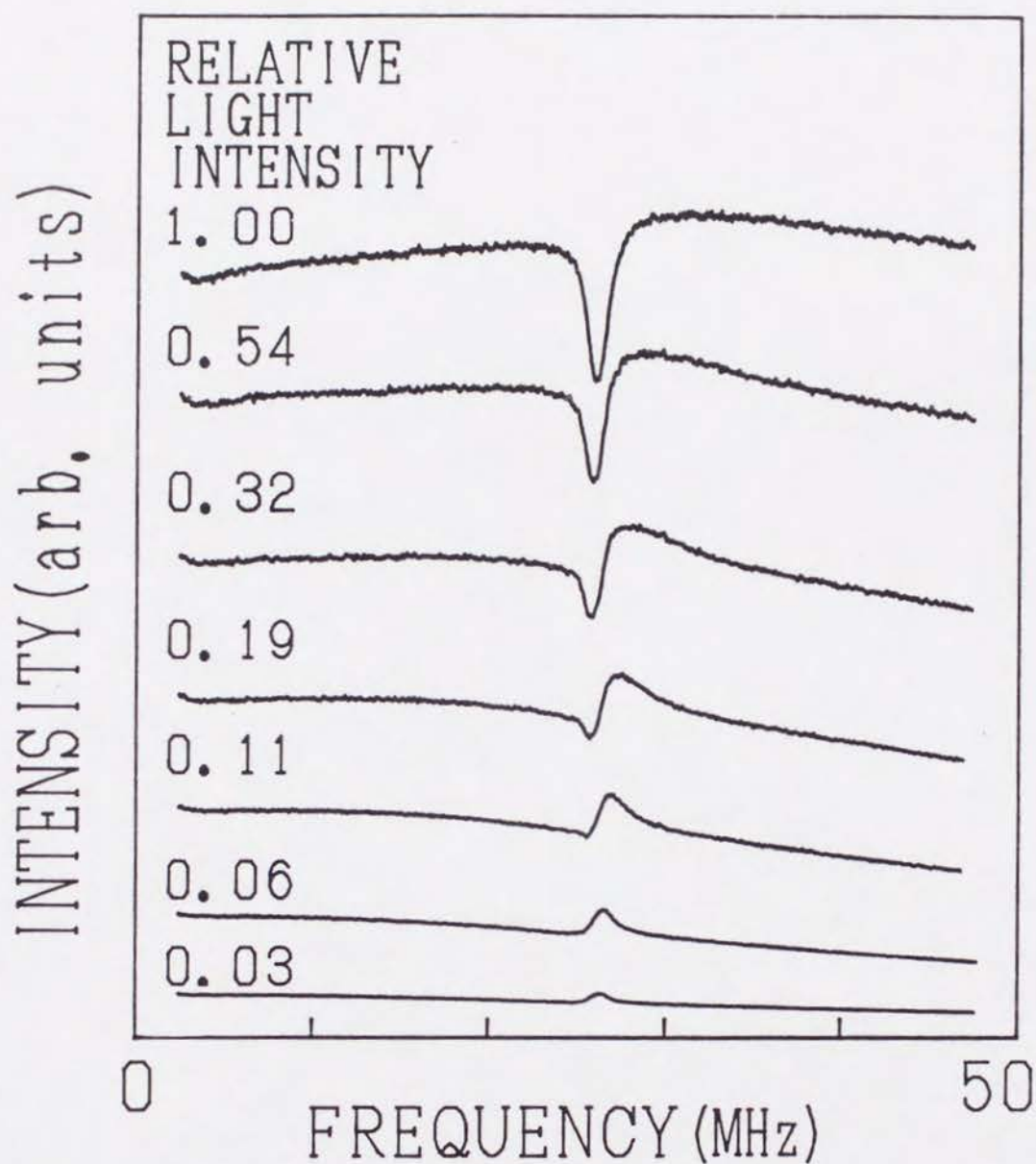


図 16: ゼーマン信号形の入射光強度依存性。ゼーマン信号の形は入射光強度に強く依存する。測定は Cs-D₁線の F=4 から F=3 の遷移を用いた。相対光強度 1 は 3 mW の半導体レーザー光を約 1 mm ϕ に絞った場合である。磁場の強さは約 80 Gauss である。

ここで ω_M は変調周波数であり、 η は FM 変調の変調指数である。観測する信号は式 (15) 同様に入射光とサンプル原子による双極子輻射との和の絶対値の自乗であり検出された信号を $I_{detFM}(t)$ とすると一次の精度で

$$\begin{aligned}
 I_{detFM}(t) &\approx |E_L|^2 + 2\Re(E_{LFM}E_d^*), \\
 &\approx |E_0|^2 + 2\Re\{E_L(1 + \frac{\eta}{2}e^{i\omega_M t} - \frac{\eta}{2}e^{-i\omega_M t})E_d^*\}, \\
 &= |E_0|^2 + 2\Re(E_LE_d^*) + 2\eta\sin(\omega_M t)\Re(iE_LE_d^*), \\
 &= |E_0|^2 + 2\Re(E_LE_d^*) - 2\eta\sin(\omega_M t)\Im(E_LE_d^*), \tag{37}
 \end{aligned}$$

となり FM 側波帯によって周波数変換された信号を観測する事によって $\Im(E_LE_d^*)$ を観測することができる。Cs 原子のドップラー広がり約 175 MHz(HWHM) であるから 175 MHz よりも十分に高い周波数で変調を行えば側波帯は原子と相互作用を行なわないと見なすことが出来る。本研究では変調周波数は 1050 MHz で測定を行なった。図 17 に透過光強度雑音のスペクトル全体の様子を示す。27 MHz におけるゼーマン信号は通常の信号であり 1050 MHz \pm 27 MHz における信号は FM 側波帯によって周波数変換された信号である。通常のゼーマン信号の形が入射光強度によって変わるのに対して FM 側波帯によって周波数変換された信号は形を変えないことが判る。このことを更に詳しく示すために図 18 に 1050 MHz から 1100 MHz のみを入射光強度を変えながら測定した結果を示す。図 16 と比較すると通常のゼーマン信号と FM 側波帯によって周波数変換された信号は性質がかなり異なるのが判る。図 18 は信号の形が変化しないので信号の強度依存性を測定する事が出来、図 19 に強度依存性を測定した結果を示す。入射光強度を変えると、信号の形や強度は著しく変化するのに、ゼーマン信号の強度とバックグラウンド雑音強度の比は常に一定であることが判る。入射光強度が 0.04 まではゼーマン信号の形は上向きで、ゼーマン信号強度及びバックグラウンド雑音強度は入射光強度の自乗に比例している。入射光強度が 0.04 から 0.3 まではゼーマン信号の形は分散形のような形で強度は入射光強度の一乗に比例している。入射光強度が 0.3 以上ではゼーマン信号の形は下向きで強度

はかなり飽和しはじめて一定になりつつある。したがってゼーマン信号の形の変化と飽和とがかなり関係している様に思える。しかしながら、現在の所なぜこの様に形が変化するのか良く判っていない。コンピューターシミュレーションを行なったのでその結果と比較しながら以下の節で考察する。

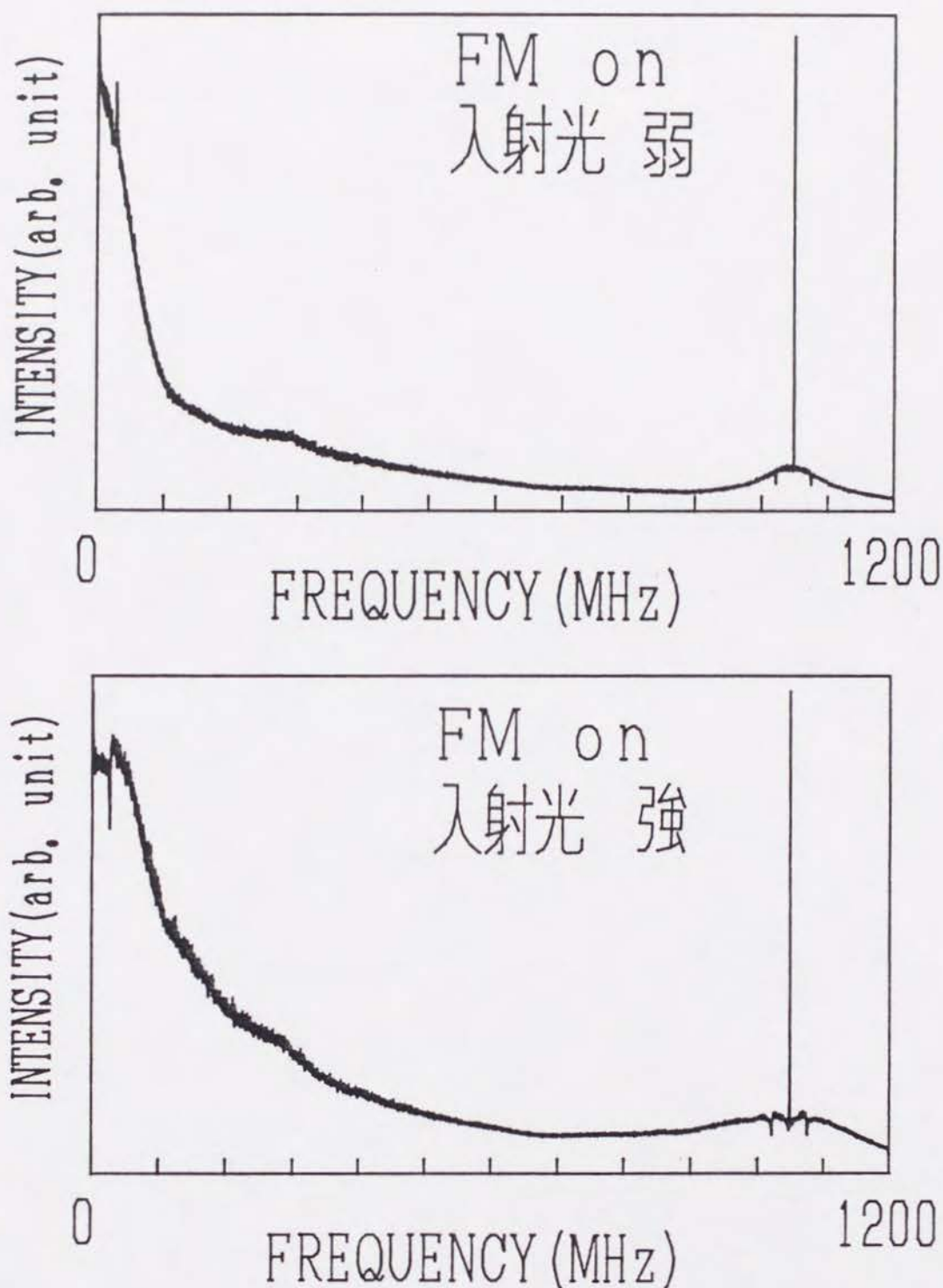


図 17: 半導体レーザー光に周波数変調を 1050 MHz で行ない発生した側波帯によって雑音信号を周波数変換すると 1050 MHz を中心にして新しい信号が観測される。半導体レーザー光を FM 変調していること以外は図 16 と実験条件は同じである。(a) は入射光強度が比較的弱い場合、(b) は比較的強い場合。DC 近辺に現れる信号は FM 側波帯とは関係の無いものであり先に述べたように入射光強度が弱い場合は上向き、強い場合は下向きの信号となる。それに対して、FM 側波帯によって周波数変換された信号は常に下向きの信号となる。

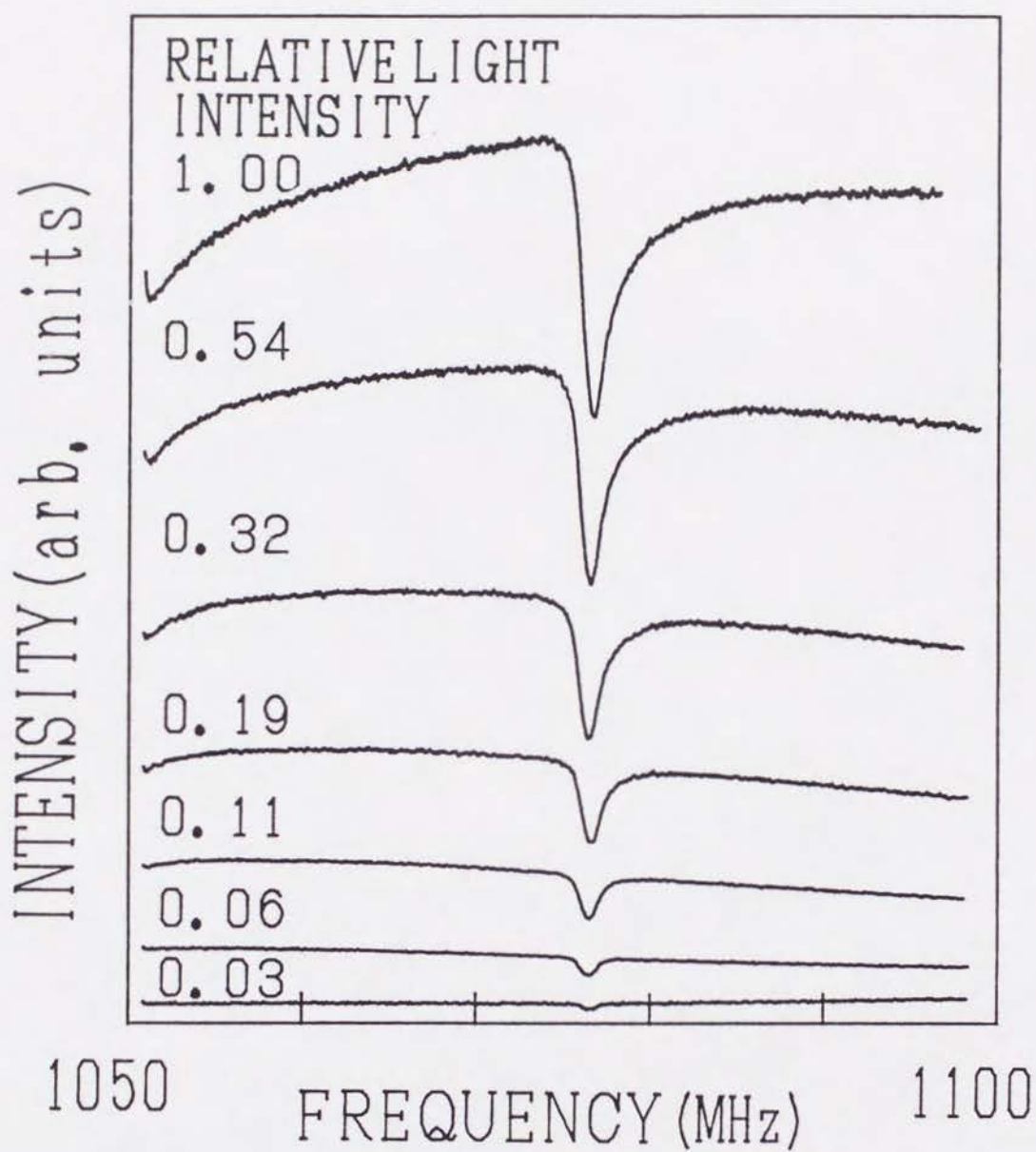


図 18: 図 17において 1050MHz から 1100MHz のみを、入射光強度を変えながら測定した。その他の実験条件は図 16の場合と同様である。ゼーマン信号の形が変化していないのでゼーマン信号強度の入射光強度依存性を測定する事が出来、測定結果を図 19に示す。

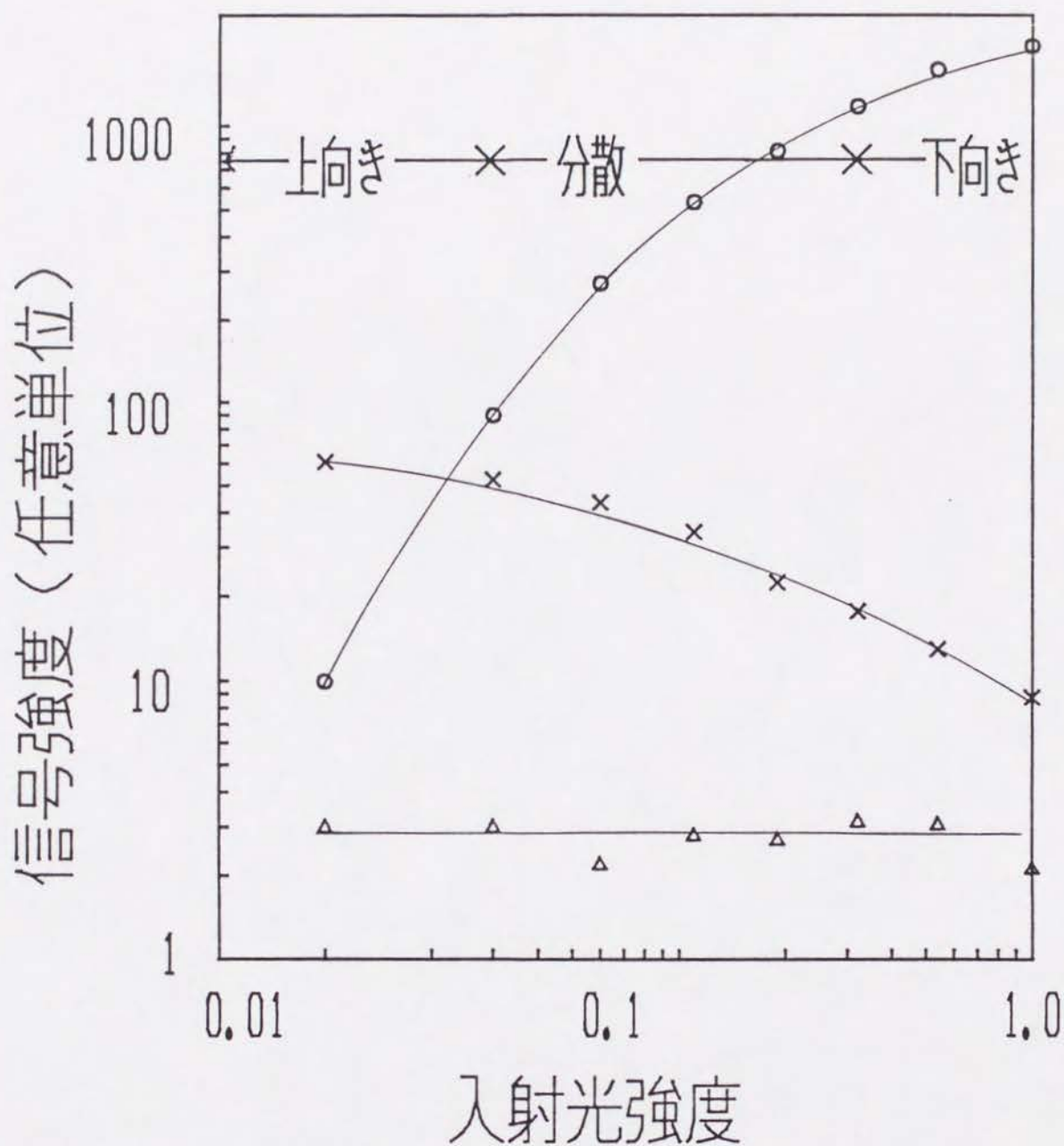


図 19: 図 18において信号の形が変わらないことを利用して信号の強度依存性を測定した。○は信号強度、×は入射光の吸収係数、△は信号強度とバックグラウンド雑音との比である。

6.3 コンピューターシミュレーション

一般にコンピューターシミュレーションは解析的な計算と比較すると S/N が悪いいため、小さなゼーマン信号がコンピューターシミュレーションの S/N の悪さの為に埋もれてしまわないように、検出される信号を磁気モーメント M_Z に対する依存の仕方によって分ける。式 (21) によって表現される検出信号 $I_{det}(t)$ を式 (38) ~ (40) のように分ける。

$$I_{det}(t) = |E_0|^2 + I_B(t) + I_M(t). \quad (38)$$

ここで

$$I_B(t) = \Re \left\{ E_L^*(\omega t) \int_0^\infty d\omega_0 \int_{-\infty}^t dT E_L(\omega, T) L(\omega_0, t, T) G(\omega_0) \right\}, \quad (39)$$

$$I_M(t) = -\Re \left\{ E_L^*(\omega, t) \int_0^\infty d\omega_0 \int_{-\infty}^t dT E_L(\omega, T) L(\omega_0, t, T) G(\omega_0) M_Z(\omega_0, T) \right\}, \quad (40)$$

である。 $I_B(t)$ 及び $I_M(t)$ は透過光強度の中で磁化 M_Z に依存しない項と依存する項である。更にスペクトラムアナライザーによって観測される信号 $I(\Omega)$ は $I_{det}(t)$ を式 (28) に代入することによって得られるがコンピューターシミュレーションでは積分時間 T は有限となり、アンサンブル平均 $\langle \rangle$ は系のエルゴード性を仮定して省略した。従って透過光強度雑音の強度スペクトラムは式 (28) の代わりに式 (41) となる。

$$I(\Omega)^2 = \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt e^{i\Omega t} \{ I_B(t) + I_M(t) \} \right|^2. \quad (41)$$

ただし、 $|E_0|^2$ は時間変化しないので省いた。式 (41) における絶対値の自乗を展開して三つの項に分ける。

$$I(\Omega)^2 = I_{bb} + I_{bm} + I_{mm}. \quad (42)$$

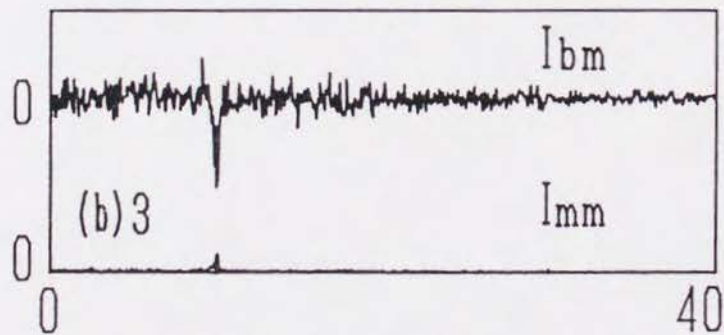
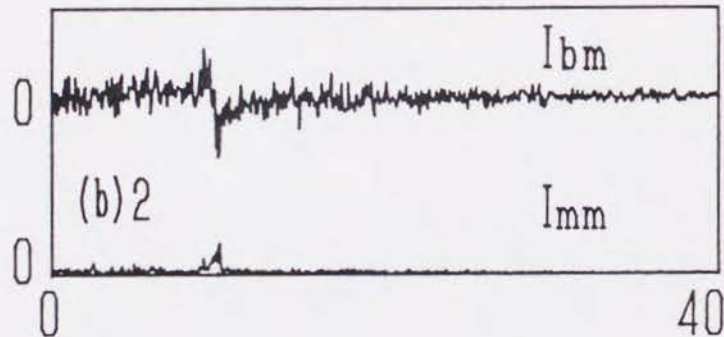
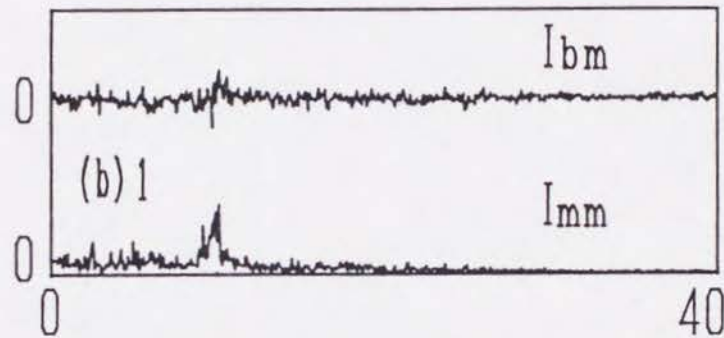
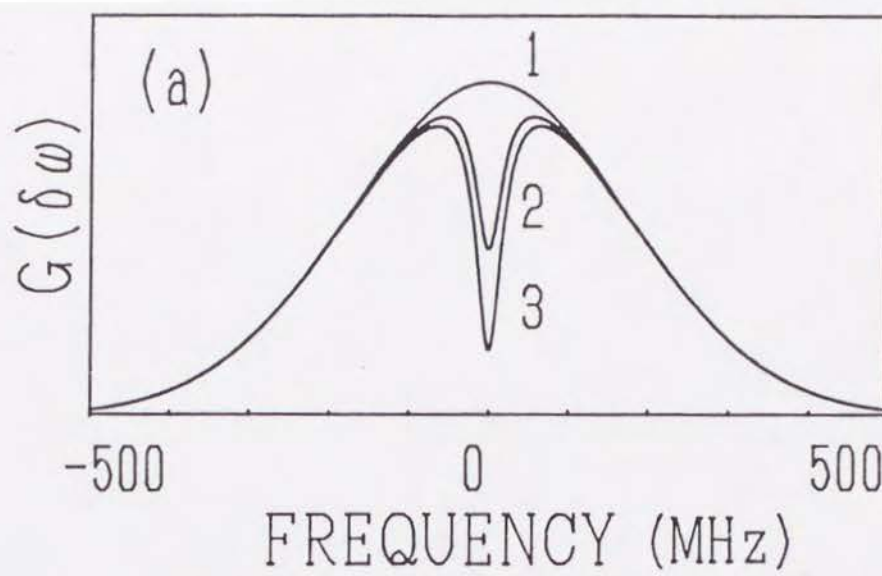
ここで式 (42) における三つの項は各々

$$I_{bb} = \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt e^{i\Omega t} I_B(t) \right|^2, \quad (43)$$

$$I_{bm} = 2\Re \left\{ \frac{1}{T} \int_0^T dt e^{i\Omega t} I_B(t) \int_0^T dt e^{-i\Omega t} I_M(t) \right\}, \quad (44)$$

$$I_{mm} = \frac{1}{T} \left| \int_0^T dt e^{i\Omega t} I_M(t) \right|^2, \quad (45)$$

となる。 M_Z に依存しない項はバックグラウンド雑音とみなし I_{bb} 、 M_Z の一次に比例する項を I_{bm} 、 M_Z の二次に比例する項を I_{mm} とおく。 I_{bb} は光ポンピングされていない状態の透過光強度雑音と同じであるから第 5.1 節で述べた通りである。強度は大ざっぱに言うと低周波側（40 MHz 以下）においてホールの深さの自乗に比例する。 I_{bm} は磁化 M_Z による信号とバックグラウンド雑音との干渉を表し、干渉による項なので I_B と I_M の位相関係によってゼーマン周波数において雑音の増える側にも減る側にもなる。信号の大きさは大ざっぱに言うとホールの深さ及び磁気モーメントの大きさに比例する。 I_{mm} は M_Z の自乗に比例する項であるからゼーマン周波数において雑音の増える極性の信号を与える。図 20 はゼーマン周波数の信号の形が入射レーザー光の強度によって変わる理由を調べるため磁気モーメントにたいする光ポンピングレートを一定にしたままハイパーファインポンピングのポンピングレート（ハイパーファインポンピングによるホールの深さ）を変えて計算した結果を示す。計算結果を見て判る様にホールが浅いときには I_{mm} によってゼーマン周波数において雑音強度が増加する様な信号の形になり、ホールが少し深くなると I_{mm} の寄与が減少し、代わって I_{bm} によって分散形の様な形になる。更にホールが深くなると I_{mm} はほとんど寄与しなくなり I_{bm} は下向きの信号を与える。従ってこの計算からハイパーファインポンピングによるホールの深さがゼーマン信号の形に大きく関係しているのが判る。



FREQUENCY (MHz)

図 20: コンピュータシミュレーションをハイパーファインポンピングによるホールの深さを変えて行なった。 $G(\omega_0)$ を(a)に示し、対応するシミュレーションの結果を(b)1から(b)3に示す。 I_{bb} は磁気共鳴線の形の考察には不用なので省いた。ホールの変化にともない磁気共鳴線の形が変化しているのが判る。シミュレーション時間は $65 \mu\text{s}$ であり、時間ステップは 2 ns である。

6.4 考察

本節では半導体レーザー光の周波数雑音を用いたランダム励起横ポンピングという観点からゼーマン信号に対する検討をした。そしてゼーマン信号の形の変化が、ハイパーファインポンピング等によるホールの深さに関連していることが判った。一般にホールが深くなると原子の応答のうちで入射光の吸収に関係した現象は飽和して弱くなるが分散に関係した現象はレーザー光に共鳴していない周波数の原子が主体となるためホールが掘れても比較的信号が弱くなりにくい。従ってホールが浅いときには吸収に関連した現象が支配的となり、ホールが深くなったら分散に関連した現象が支配的となると思われる。原子系の持つ分散と吸収という二つの性質の競合によってゼーマン信号の形が変化していると考えられるが詳しいことは判っていない。

半導体レーザー光の周波数雑音によるランダム励起横ポンピングによってドップラー広がりした原子系の基底状態の磁氣的副準位間にコヒーレンスが作られることは容易に理解できるが、熱運動による速度が違ふ原子群 (ω_0 が異なる原子群) は入射レーザー光の揺らぎの異なった部分を見ているために、ポンピングのされるタイミングが異なり、結果としてラーモア歳差運動の位相がばらばらになる。したがって原子系全体で合成された磁化は零になり検出出来ないのではないかと考えることもできる。その点については I_{mm} が零でないのでキャンセルされないということになる。これはポンプ光と同じ光によってプローブも行なっているため ω_0 の違いによるラーモア歳差運動の位相の乱れとプローブ光の周波数揺らぎの間に相関があるためだと思われる。すなわち、ポンプ光とプローブ光が同一であるためキャンセルされないということである。同様に I_{bm} が零にならないのもポンプ光とプローブ光が同一であるためである。 I_{bm} は磁気モーメントの振動と、バックグラウンド雑音との干渉を表す項であり、両者に相関が出来る為にはポンプ光とプローブ光が同一である必要がある。

7 帰還による分光信号の増大

本節では第 4.3 節で述べた分光信号（主としてゼーマン信号）を増大させるための手法について述べる [12]。基本的には分光信号を入力に戻す事によって増大させるのであるが、帰還の方法に二種類あり一つはホットダイオードによって検出した電気信号を半導体レーザーの注入電流に戻す方法であり、他の一つはサンプルセルを通過した光を鏡によって半導体レーザーに光帰還する方法である。特に電流帰還による分光信号の増大手法は結果的には Dehmelt ら [8,9] によって提案された光ポンピング磁力計と類似したものとなり、光帰還による分光信号の増大の手法は最近光コンピューター用の基本演算素子として注目されている光双安定性 [16,17] と深く関係した手法になった。

7.1 電流帰還による方法

半導体レーザーの注入電流を変調すると放射される光の強度と周波数が変調される。比較的低周波の領域（数十 MHz 以下）においては光強度変化によるポンピングレートの変調の大きさよりも光の周波数の変調によるポンピングレートの変調の方がはるかに大きいので本節においては半導体レーザーの注入電流の変調によって周波数のみが変わるとみなす。実験の配置を図 21 に示す。電流帰還が無い場合の信号の形について第 6.2 節において述べたが電流帰還によって分光信号が増大するためにはゼーマン周波数において雑音強度が増加している必要がある。入射光が十分に弱い場合にそのようになる。しかし、信号のコントラストが悪いので電流帰還のための増幅器の利得を大きくしなくてはならない訳だが、あまり大きくし過ぎると信号のコントラストの悪さから余計な雑音（ゼーマン周波数以外の成分）を帰還し過ぎてレーザーの周波数幅が広がりすぎる。その結果光ポンピングされにくくなりあまり効果的ではなかった。したがって多少の工夫が必用である。第 4.1 節に於て少し述べたがランダム励起光ポンピングに伴い透過光強度のみならず、透過光の偏光もランダムファラデー回転によって変調される。偏光面の回

転をポラリメーターによって検出すれば比較的コントラストの高い分光信号が得られる。したがって本研究においてはポラリメーターを用いて電流帰還を行なった。実験結果を図 22 に示す。電気回路の増幅率を上げて行くと自励発振のような状態になることが判る。ゼーマン周波数で発振を行なうためには帰還ループの遅延時間に伴う検出信号の位相の回転が十分に小さい必要がある。例えば位相が 180° ずれて帰還されるような周波数においては正帰還のつもりでも実際には負帰還になってしまう。時間遅れの原因には幾つかある。半導体レーザーから光検出器までの光路長による遅れは、光路長を 30 cm とすれば 1 ns となる。光検出器の応答は現在使用しているものが 2 ns 程度でありこれはごく普通の高速な光検出器の値である。増幅器の遅れ時間は高速の帰還増幅器ではほぼ増幅帯域の逆数で決まり 1 ns 程度である。したがって問題となるのは半導体レーザーと原子気体（サンプル気体）である。半導体レーザーの注入電流による周波数変調は光通信や電流帰還によるスペクトル幅のナロー化 [18] 等の為にかなり詳しく研究されている [7]。低周波領域では注入電流の変調によって半導体レーザーの温度が変化することで周波数変調が行なわれる。高周波領域では温度変化は追いつかず、注入電流の変化に伴ってキャリア密度が変化することで屈折率が変調され周波数が変化する。したがって低周波領域と高周波領域は分ける必用がある。両者の境となる周波数は 10 kHz から 100 kHz にあり、この周波数から半導体レーザーのキャリアの寿命で決まる周波数（数 GHz）までは一様にかつ高速に（数十 ps）変調されると考えられる。サンプル原子の遅延時間は本研究の場合ホールの幅によって決まる。すなわちレーザーの周波数が瞬間的にずれたとしてもサンプル原子の不均一幅で決まる時間程度経過しないと偏光面は回転しないと言うことである。偏光面の回転は原子系から放射される電気双極子放射によって生じるからである。したがって帰還系全体で見るとサンプル原子の応答が一番のろくスペクトル幅 40 MHz(FWHM) の半導体レーザーを用いている本研究の場合一つの装置で発振可能な周波数は数百 kHz から約十 MHz ということになり実験における値もこの程度であった。さらに周波数帯域を広げるためには緩衝気体の封入してある原子セルを用いてサン

ブル原子の応答が入射レーザー光によるホールによって決定されずに原子の均一幅によって決定されるようにすること、及び半導体レーザーを選択してなるべく低周波から一様に変調されるようにすることである [18]。この様にすれば数 kHz から数十 MHz 程度まで一つの装置で発振可能であろうと思われる。従来の光ポンピング磁力計と異なり高周波磁場を発生させるためのコイルが不用なので広範囲の磁場の比較的正確な測定に良いかも知れない。欠点として自動発振のスペクトル幅が比較的広いということが挙げられる。図 22 に示す様に本研究の場合約 7 kHz あった。原因は半導体レーザーのスペクトル幅が広く背景雑音が大きいのので（本研究の主題であるが）増幅器の利得を十分に上げられなかったことによる。本方法による光ポンピング磁力計にはスペクトル幅の狭い半導体レーザーが適する。

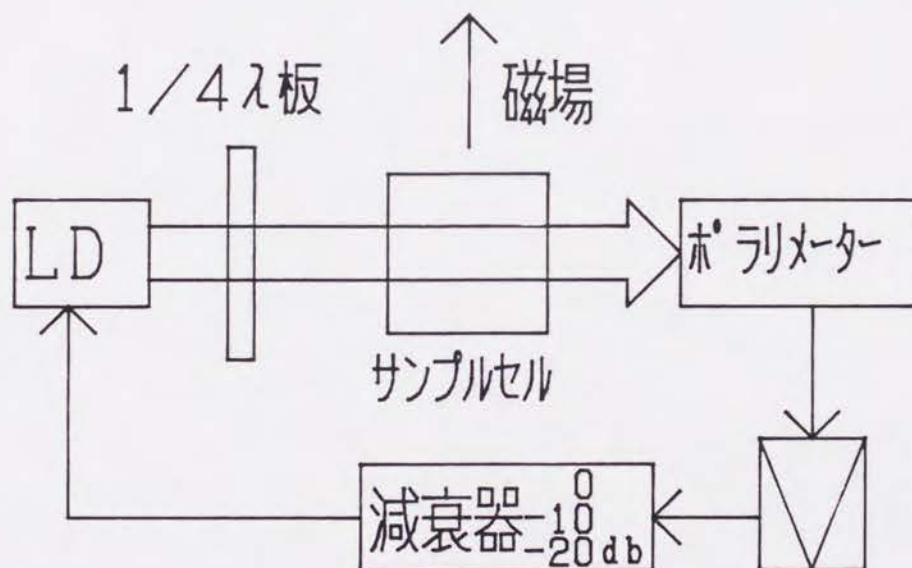


図 21: 電流帰還によってゼーマンの分光信号を増大させるための実験装置。帰還量を増やして行くと発振し光ポンピング磁力計と同様になる。入射光を楕円偏光にする事によって光ポンピングと光ポンピングに伴うファラデー回転の検出の両方を一つのレーザービームによって行なう。楕円偏光の偏光面の回転はポラリメーターによって検出する。

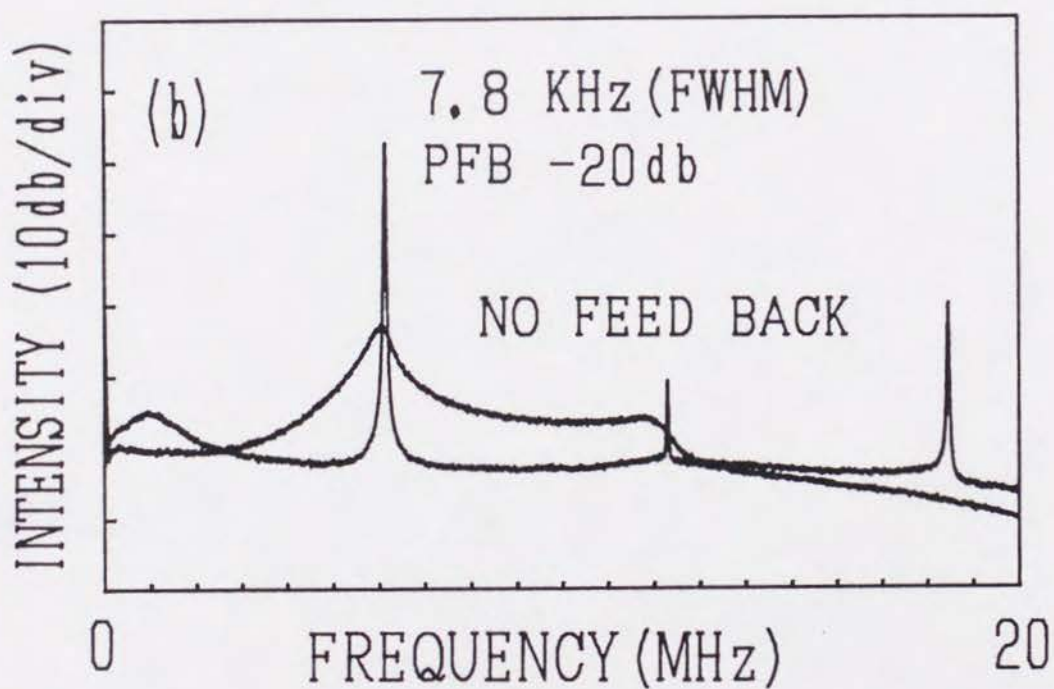
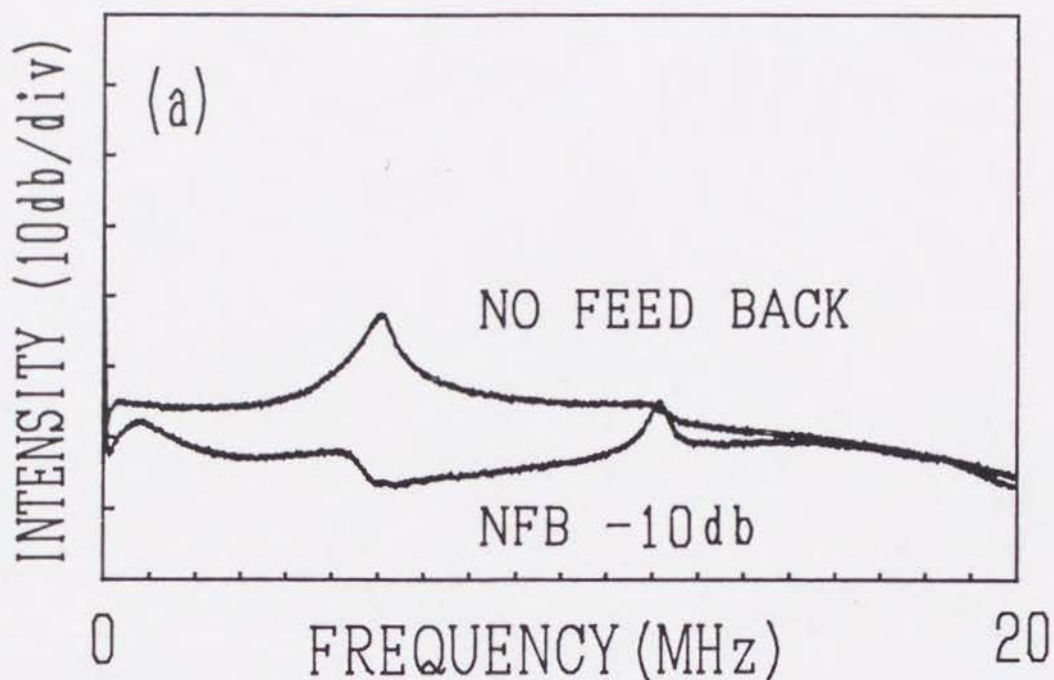


図 22: 電流帰還による分光信号増大の実験結果。Cs-D₁線 F=4 から 3 の遷移を用い、外から約 17 Gauss の磁場を加えた。(a) はゼーマン信号が減少する位相で電流帰還した場合。(b) はゼーマン信号が増大する位相で電流帰還した場合である。

7.2 光帰還による方法

本節では光ポンピングによるスピン偏極と外部鏡による半導体レーザーへの光帰還とを組み合わせたゼーマン分光信号の増大及び自励発振について述べる。図 23に示すような系について考えてみよう。この系は二つの要素から成り立っている。一つはハーフミ

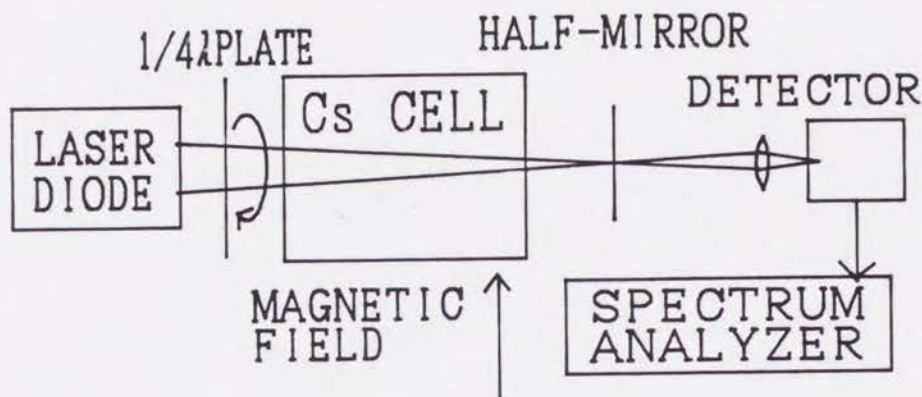


図 23: 光帰還によってゼーマンの分光信号を増大させるための実験装置。帰還量を増やして行くと発振し光ポンピング磁力計と同様になる。

ラーによって光帰還された外部共振器半導体レーザー装置。もう一つは $1/4$ 波長板によって得られた円偏光によるアルカリ原子（ここでは Cs）の光ポンピング系である。そしてこの二つの系は互いに密接に関係しあっている。図 24に示すように光ポンピングによる磁化の生成は基底状態のポピュレーションの変化を伴いアルカリ原子セルの屈折率の変化をもたらす。セルは半導体レーザーの外部共振器中に挿入してあるため、セルの屈折率が変化することにより実効的な外部共振器長が変化する。外部共振器長が変化することにより半導体レーザーの発振周波数が変化し、発振周波数の変化はアルカリ原子のポンピングレートを変化させる。ポンピングレートが変化するとポンプ光に捕まえられていた磁気モーメントが外から加えられた磁場の回りを歳差運動するようになる。歳差運

動することによってアルカリ原子セルの屈折率が変化する。そして一つのループが形成され条件が揃ったとき自励発振が生じ半導体レーザーの発振周波数に周波数変調がかかるのである。以下では以上述べた事を定量的に議論する。

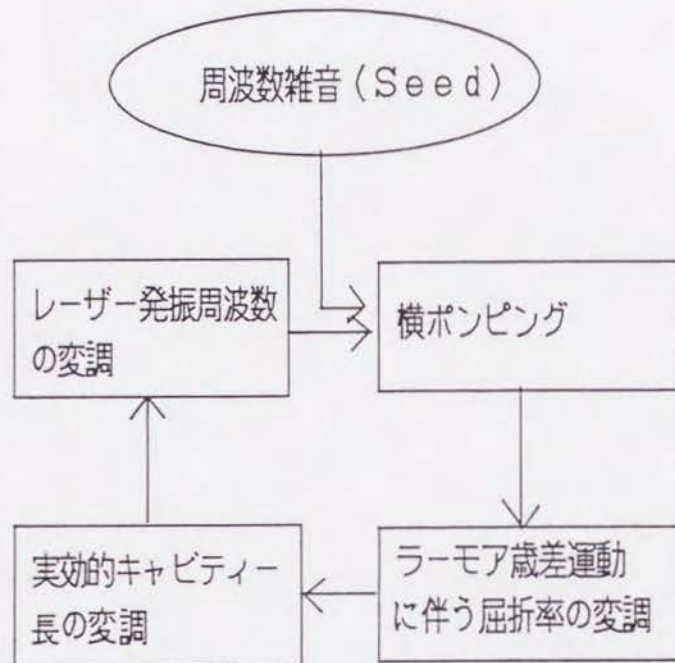


図 24: 光帰還によってゼーマンの分光信号が増大する機構

7.2.1 実験結果

実験装置は図 23と同様である。発振させるための調整はなかなか微妙であるが、条件が揃うとかなり大きく発振する。実験で用いた条件は以下の通りである。5 cm 長のガラスセルの中に Cs と緩衝気体として He 気体を 5 Torr 封入し約 60 °C に加熱しこれを反射率 30 % のハーフミラーで構成された長さ 19 cm の外部共振器の中にいれ出力が 3 mW の半導体レーザーと結合させる。レーザーに注入する電流と外部共振器長を微妙に調整することで発振させることができる。このときのレーザー波長は Cs の基底状態 $6S_{1/2}F=4$

から励起状態 $6P_{1/2}F=3$ への遷移の中心から周波数の高い方へ約 200 MHz ずれたところにあったが低い方へ約 200 MHz ずれた所および励起状態の $F=4$ の近くでも発振した。透過光強度の時間変化の一例を図 25 に示す。かなり歪んだ波形であるが信号は比較的大きく透過光強度の約 30 % 程度が変調されていた。これはレーザーの周波数変位が比較的大きい事によるものと思われる。半導体レーザーから放射されている光の強度は殆ど変化していないことを比較のために示す。図 26、27 にハーフミラーを透過した光の強度スペクトルの一例を示す。図 25 が示すように波形が極めて歪んでいるためかなり大きな高調波が発生している。キャビティー長は 19 cm であり、磁場の強さは 0.7 Gauss から 100 Gauss まで変化させた。低周波側は約 40 kHz (約 0.1 Gauss) まで発振したが磁場の不均一性や緩和等によって制限されていると思われる。図 26 および図 27 における信号のピーク強度を見ると高周波側は 25 MHz において急激に減衰している。キャビティー長が 19 cm のときは 30 Gauss の時が一番強く発振したがキャビティー長を短くすると強い磁場で発振しやすくなる。例えば 7.8 cm のキャビティー長の時は 120 Gauss 程度の磁場の時が一番強く発振した。発振のスペクトル幅は約 1 kHz であり発振周波数 100 kHz から 20 MHz 程度まで殆ど変化しなかった。実験に用いたセルは Cs に対して緩衝気体として He を 5 Torr 封入したが、緩衝気体の無いセルを用いても発振した。しかしながら発振は不安定であり、スペクトル幅が比較的大く約 30 kHz であった。緩衝気体として Ar を 40 Torr 封入したセルにおいて発振させることが出来なかった。発振したのは緩衝気体無し of セルと緩衝気体として He を 5 Torr 封入したセル (均一幅は約 190 MHz (FWHM)) であり、ドップラー幅が 350 MHz (FWHM) を考慮すると発振するための条件として不均一広がりが必要なのかどうか判断できない。その点については不明である。

発振周波数の上限は電流帰還の場合と同様に帰還ループの遅延時間によって決定されるが、電気回路等が無いため比較的高い周波数まで発振する。遅延時間を構成する主要素は外部キャビティーを光が一周する時間及びサンプル原子の応答に関連した遅れであるが本節の場合にはサンプルセル中に緩衝気体を封入して均一幅を広げてあるためサ

ンブル原子による遅れよりも外部キャビティーを光が一周する時間の方が支配的になる。円偏光を作るため共振器中に $1/4$ 波長板が挿入してあるが光学的なアイソレーターとしても作用するので実質的には光の帰還量は非常に小さく、なおかつ外部鏡の反射率が比較的低い (30 %) ので外部鏡による光の多重反射を無視する事ができる。従って発振周波数帯域を広げようと思えば外部鏡を半導体レーザーに近づければ良いことになる。その他の要因もあって単純には行かないが外部共振器長を 7.8 cm のとき 100 MHz 程度まで発振した。発振周波数の下限は光ポンピング等による緩和によって決まる。本節においては十分に Q 値の低いキャビティーを用いて低周波から高周波まで自動発振させたが、その他にモード同期同様にゼーマン周波数と、外部共振器を光が一周して来る時間によって決まる周波数とを等しくして発振させることもできる。この場合には更に高い周波数で発振させる事もできる。

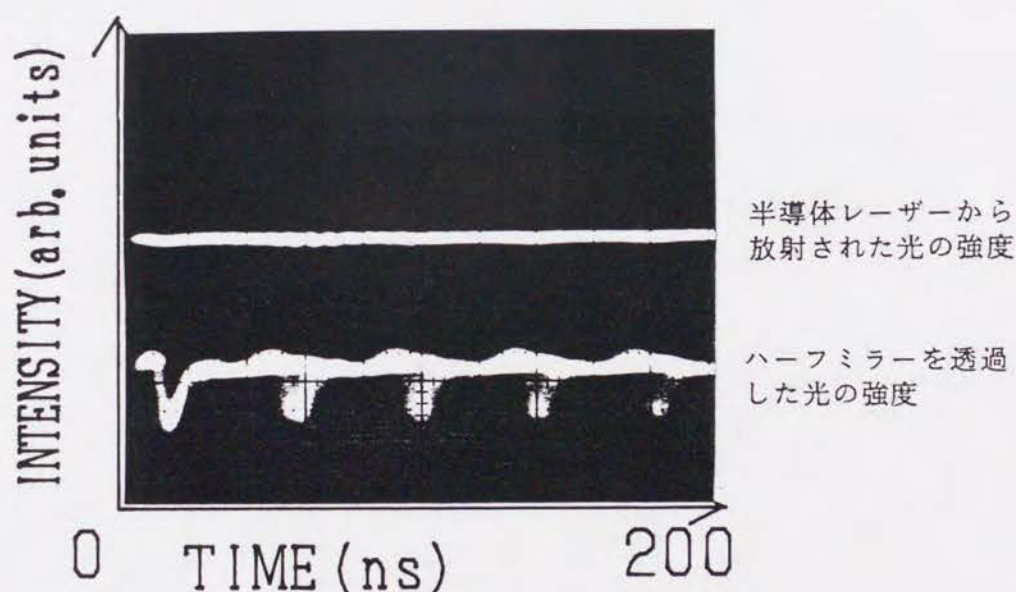


図 25: 光帰還による分光信号増大の実験結果。透過光強度の時間変化。横軸は時間で縦軸は透過光強度。比較のため半導体レーザーから直接放射された光の強度の測定結果も示す。

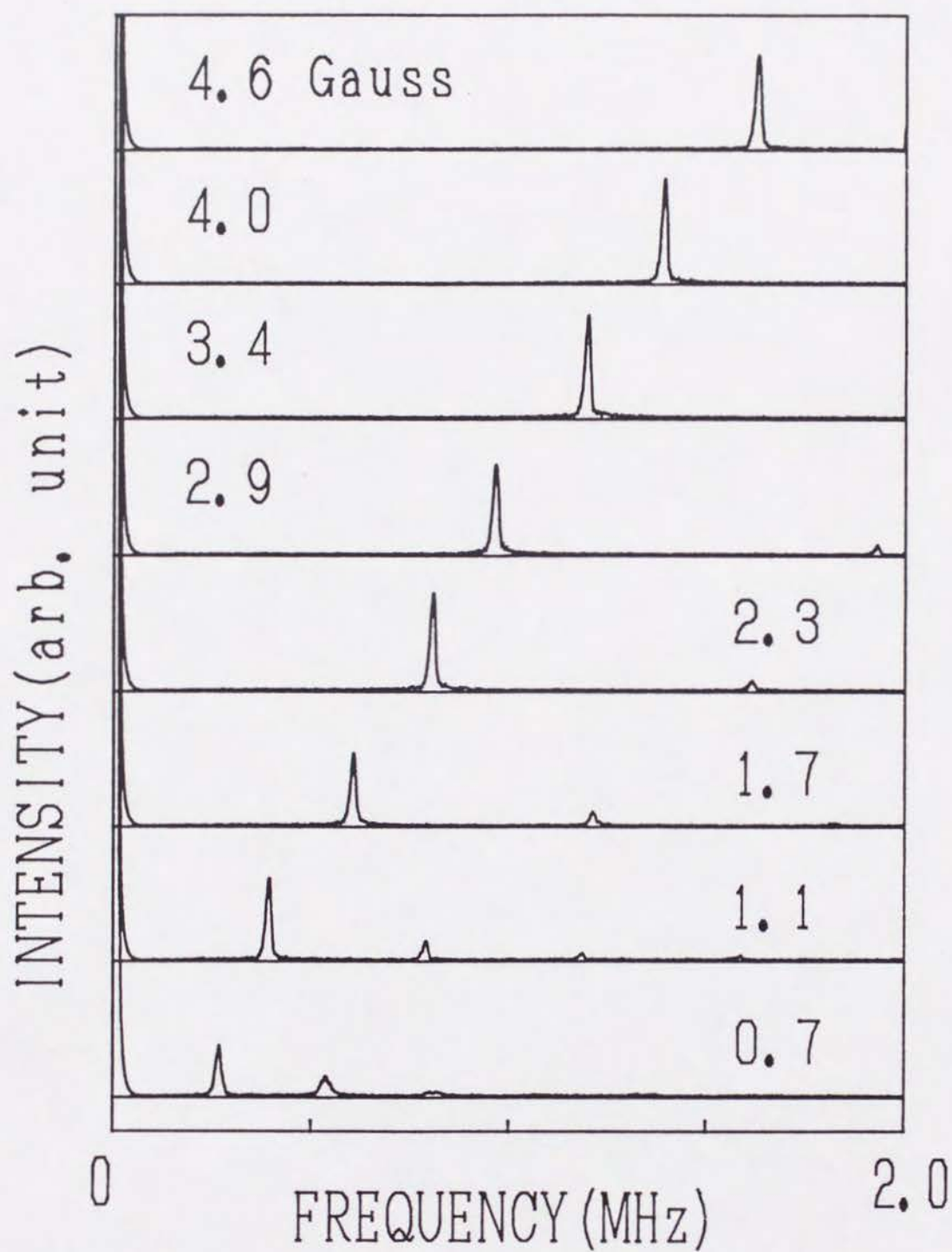


図 26: 光帰還による分光信号増大の実験結果。低周波領域における信号

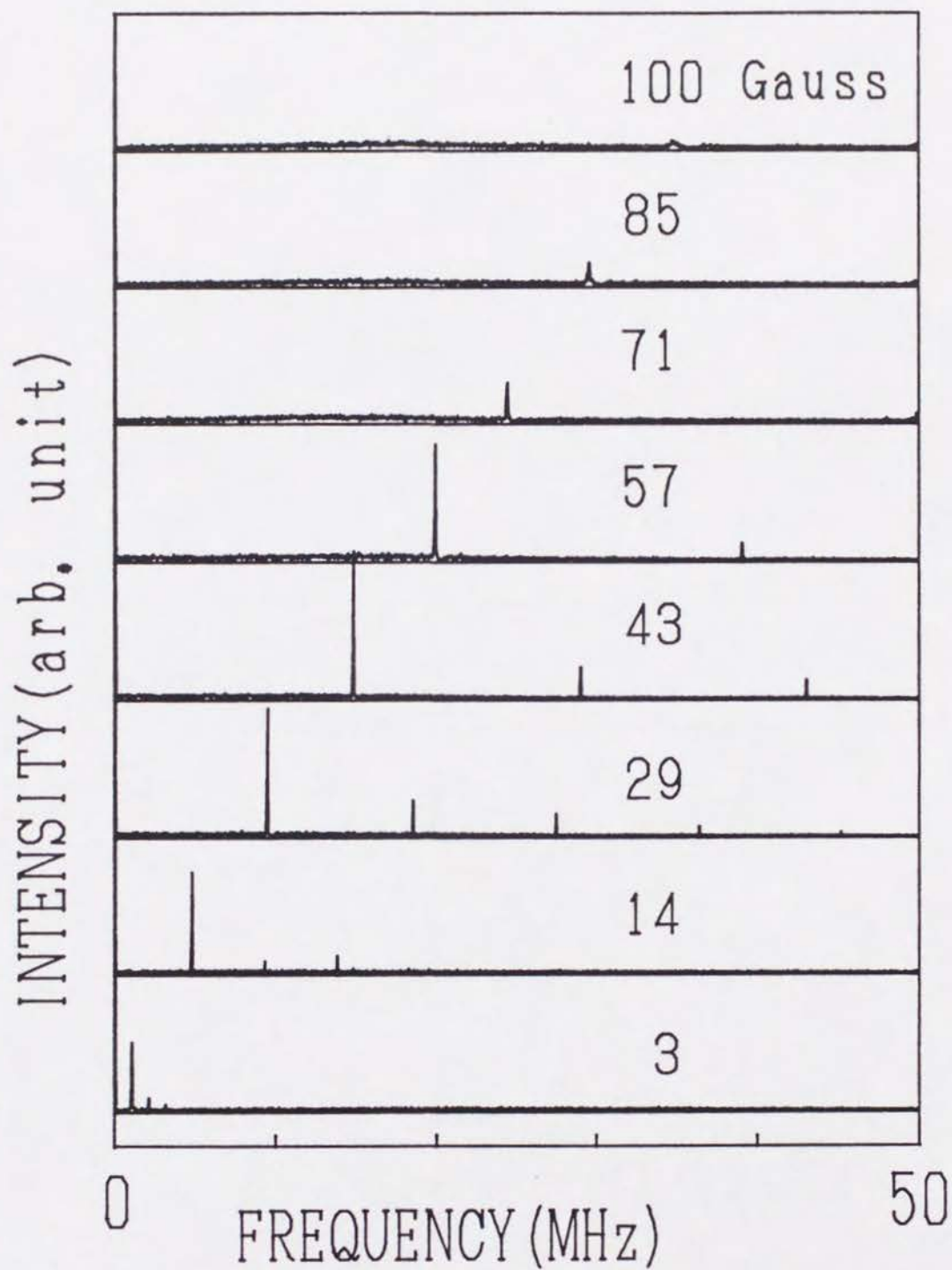


図 27: 光帰還による分光信号増大の実験結果。高周波領域における信号

7.2.2 理論的考察

自励発振を説明するのに十分な理論は今の所完成していないので不完全な記述になってしまうが、現在判っている範囲内で述べる。

図 23の実験系は先に述べた様に二つの部分に分けられる。一つは Cs 原子の光ポンピング系であり他の一つは光帰還半導体レーザーである。光ポンピングは第 2.2 節において述べたので、ここでは光帰還系半導体レーザーを中心に述べる。光帰還の量が十分に小さい場合の複合キャビティレーザー（図 28）の基本方程式は式 (46) の様に与えられる [19]。

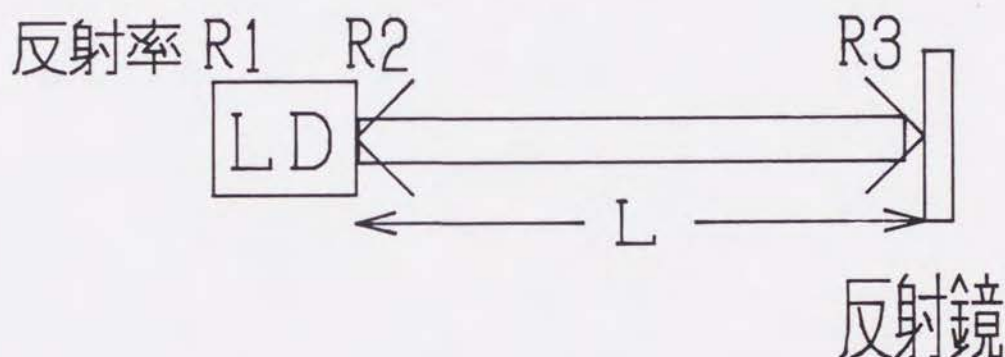


図 28: 複合キャビティレーザー

$$\frac{d}{dt}E_0(t)e^{i\omega t} = \left\{ i\omega_N + \frac{1}{2}(G - \Gamma_0) \right\} E_0(t)e^{i\omega t} + \kappa E_0(t - \tau)e^{i(\omega t - kL)} \quad (46)$$

$E_0(t)$ はレーザー電場であるが光の周波数 ω で変化する部分を取り除いてある。 ω_N は光帰還が無い場合の半導体レーザーの発振周波数、 G 及び Γ_0 は半導体レーザーチップの利得及び損失、 τ は外部共振器を光が一周してくる時間である。 k は外部共振器内における行き及び帰りの光の波数の和、 κ は外部共振器との結合の大きさを表し式 (47) によって与えられる。

$$\kappa = \frac{c(1 - R_2)(R_3/R_2)^{1/2}}{2\eta l_D} \quad (47)$$

c は光速、 R_2 は外部鏡に面した側の半導体レーザー面の反射率、 R_3 は外部鏡の反射率、

ηl_D は半導体レーザー素子の光学的長さである。

実測した結果から半導体レーザーから放射される光の強度は殆ど変化していないので式 (46) における $E_0(t)$ を一定とおいて、定常解の虚部から式 (48) を得る。

$$0 = \omega_N - \omega + \kappa e^{k_I L} \cos(k_R L), \quad (48)$$

ただし、 $k = k_R + ik_I$ である。サンプル原子の状態は k の中に含まれ、式 (48) によって k に含まれる M_Z から光の発振周波数 ω が得られる。光ポンピングのポンプレートは式 (20) によって与えられるが、ここでは入射光の周波数が十分にゆっくりと変化する場合を仮定し式 (49) とする。

$$P(\omega) = \frac{P_0 \gamma^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2}, \quad (49)$$

ここで、 P_0 は比例係数である。サンプル原子の磁化 M_Z は式 (34) に従うとする。式 (34)、(48)、(49) によって図 24で示した光帰還による自動発振の機構を表現出来たことになる。ただし、 k と M_Z の間の関係について不明な所があり、先にも述べたが気体原子セルの吸収線が不均一に広がっている必要があるのかないのかによって大きく変わる。気体原子の場合ホールが掘られるのみならず、吸収線がドップラー効果によって不均一に広がっている場合には行きの光と帰りの光では波数が異なる。数値計算した結果によると不均一広がりが全く存在しない場合にはうまく発振しなかった。図 24とは別の機構によって発振している可能性もある。実験結果によると、発振波形が著しく歪んでいるが、これは複合キャビティ半導体レーザーがモードホップしているのではないかという見方もできる。モードホップすると実効的な帰還ループ利得を大きくできるため発振には有利である。現在の所、発振の詳しい機構は良く判っていない。

8 あとがき

半導体レーザーの周波数雑音を積極的に用いた新しいタイプの分光法について実験的及び理論的に述べた。本研究の後半には半導体レーザーの周波数雑音によって発生する透過光強度雑音を分析することで半導体レーザーの光学的な線幅以下の分解能を持つ分光ができないものだろうかという目標もあった。結果的には半導体レーザーの周波数揺らぎは極めて速く少しばかりの統計的な処理を施しても線幅以下の分解能を得る事はできないようであり、本研究で述べた様にレーザーの線幅程度の分解能しか基本的には得られない。しかしながら周波数雑音によるランダム励起によって副準位間にコヒーレンスが生成され、線幅以下の分光を行うことができる。

本研究においては主として半導体レーザーは 852 nm の B H レーザー及び 894 nm の C S P レーザーを用い、サンプル原子としてはアルカリ金属原子である Cs を用いて行った。一見特殊な現象の様にみえるが、本研究を発展させたものとして慶応大学のグループが波長 1.3 μm 及び 1.5 μm の D F B レーザー及び 670 nm, 830 nm の半導体レーザーを用いて H_2O 分子などの分子の分光を行った結果、レーザーの波長が共鳴線に近づくと著しい透過光強度雑音の増加が観測され、本研究において述べたことは半導体レーザーを用いた分子分光一般に用いることができる事が判った。また滋賀大学教育学部の村本教授らのグループは室温で波長 720 nm で発振する半導体レーザーを液体窒素で冷却し、694 nm まで下げルビーの分光を行った結果やはり同様な透過光強度雑音の増加が観測され、気体原子、分子のみならず固体のサンプルにおいても適用できる事が判り、本研究において述べた現象が普遍的なものであることが示された。これはある意味では当然なことである。本論文で述べた理論は単純な二準位原子系と量子雑音によって周波数が極めて高速に揺らいでいるごく普通の半導体レーザー光との相互作用によって発生する雑音に基礎をおいているのであるから、対象とするサンプルがどのようなものであっても原子の共鳴線に半導体レーザー光の波長が近づけば透過光強度雑音は増加するのである。た

だし透過光強度雑音が観測できる程に大きくなるためには、半導体レーザー光の線幅とサンプル原子の共鳴線の線幅が同程度でなければならない。一例としてNDフィルターの様に極端に吸収線の幅が広いサンプルの場合には透過光強度雑音は観測できる程には増加しない。これは直観的にも明らかであろう。また逆の極限として、サンプル原子の吸収線の線幅が極端に狭い場合も同様にあまり大きな雑音は発生しない。実際の実験においてもCs原子セルに緩衝気体としてHe気体などを封入して、均一幅を広げると透過光強度雑音は著しく減少する。従って任意のサンプルに対して用いることが出来る手法と言うわけではないがかなり広範囲に用いることが出来るといえる。

一方半導体レーザーは現在光通信や、光学ディスクの読み取り用等のためにいろいろな構造の物が作られている。何れも注入電流の変調に対して極めて高速に(数GHz)応答し、同時に周波数雑音の揺らぎの時定数も比較的短い。したがってどのような構造の半導体レーザーであっても同様な実験を行なうことが出来ると思われる。但しレーザー光の線幅はレーザーの種類によって著しく異なり(数100kHzから数GHz)スペクトル幅に応じて発生する雑音の強度が異なるので注意が必要であろう。現在我々のグループにおいて、室温で波長670nmで発振する半導体レーザーを液体窒素で約-150℃まで冷却し発振波長を650nmまで下げてI₂分子の分光を本論文で述べた手法で行なっている。透過光強度雑音自身は同様に発生するが雑音の強度は半導体レーザー光のスペクトル幅が約200MHzあるため幾分小さい。半導体レーザー光の周波数揺らぎを直接利用する代わりにシングルモードで比較的狭いスペクトル幅を持つレーザー光(例えば色素レーザー光)を光変調器(例えば電気光学変調器)によってランダムに変調した光を用いて同様な実験を行なっても良いかも知れない。原子系と周波数の揺らいでいるレーザー光との相互作用を詳しく調べる為には、入射光の周波数揺らぎの統計性を自由に操作出来るため半導体レーザーの周波数揺らぎを直接利用するより人為的に変調した光を用いる方が良いと思われる。但し技術的な事ではあるが電気光学変調器によって10GHz程度まで変調しようとするとかかなり面倒である。また、本論文でも述べた様に半導体レーザーの周

波数揺らぎは無相関白色雑音によってかなり正確に近似する事が出来るため、非線形系の応答を調べる為には極めて都合が良いように思える。本文中では詳しく述べなかったが、光源は周波数スペクトルが広がっていれば何でも良いと言うわけではない。まず第一に光源には空間的な干渉性が必要である。すなわち、ヤングの干渉実験の様に波面のそろった光が必要である。波面がそろっていないと、サンプル原子と光との相互作用で強度雑音が発生しても光検出器で光強度に変換されるとき、光検出器の受光面が広いいため、光検出器の各場所で相関のない強度雑音が発生し、光検出器から出る電流は平均化されてしまい、雑音を含まなくなる。ただ単に空間的な干渉性だけが必要と言うのなら、太陽光をピンホールに通した光でも良い事になるがそのような光では透過光強度雑音は検出出来ないだろうと思われる。一つには先ほど述べた様に光のスペクトル幅が広すぎる。したがって最低でも太陽光をピンホールを通して、その後モノクロメーターとファブリ＝ペロ干渉計によって比較的スペクトル幅の狭い光（例えば 40 MHz 程度）にする必要がある。それだけで十分かどうかと言う問題については今の所正しい答えが得られていない。例えばそのようにして得られた光をマイケルソンの干渉計に通したとしよう。すなわち、光を二つに分けて両者に時間差をつけてもう一度合成してみるのである。このとき合成された光の強度に著しく強度雑音が発生するようならば、半導体レーザーと同様に本論文で述べたような現象が起ると予想される。著者は、太陽光等の光はたとえ上述した様な処理を施してもそれほど大きな雑音は発生しないだろうと思う。太陽光の様な光は元々非常に周波数帯域の広い AM, FM 雑音を大きく含んでいる。それをファブリ＝ペロ干渉計の様に光学的な周波数特性が一様でない装置に通してスペクトル幅の狭い光を得て、更に原子、分子の様に光学的な周波数特性が一様でないサンプルと相互作用させたからと言って特別に大きな雑音が発生するとは思えない。やはり AM 雑音が小さい単色光を FM 変調した光を用いる必要があると思われる。光の統計性と本研究との関連もおもしろいテーマである。

半導体レーザーはなかなか魅力的な素子である。一つは電流と光とを結ぶ素子だとい

う点である。それだけならば豆電球でも同様であるが（豆電球はまた別にそれ自体としておもしろい点を幾つか持ってはいるが）、半導体レーザーは電流を直接コヒーレントな光に変換する。その過程において誘導放出が極めて大きな確率で生じるために量子効率が大きく（0.7程度）、逆に外から光を入射させると半導体レーザーの電氣的な特性まで変化してしまう。したがって一見不安定な素子のように見えるが、固体半導体素子がそうであるように、半導体レーザーは極めて安定で再現性のある素子である。したがって半導体レーザーを従来のレーザーの延長線上で、単なる比較的干渉性のいい光源と言う様にだけ考えるのは半導体レーザーにとって気の毒である。というのは半導体レーザー光はコヒーレントな光源としてはそれほど他のレーザーと比較して良いわけではない。しかしながら光と電子回路とを直接つなぐ半導体素子としては極めて有用な物である。現在の半導体集積回路によるノイマン方式のデジタルコンピューターが不得手とする並列処理を中心とした方面では、光コンピューターが一つの可能性として注目されている。その中で中心的な役割をするのが半導体レーザーの非線形な光学的電氣的性質を用いた論理素子である。そのほかにもすぐれた用途があると予想され、本研究においては半導体レーザーをセンサーとして用いた場合どのような使われ方があるのかについても検討した。半導体レーザーは素子の温度や注入電流に対して敏感に応答するのみでなく磁場や圧力、外からの入射光等にも敏感に応答する。0.3 mm程度の、光学素子としては極めて小型の素子で、なおかつ外界の環境変化にきわめて敏感に応答する素子でありながら放射される光の線幅が 10 MHz 程度（光の周波数が約 10^{14} Hz であるから 7 桁程度の精度がある）というのは驚異的であろう。半導体レーザーの線幅で量子雑音が占める大きさが約 1 MHz 程度であるから量子限界に近い素子とすることができる。したがってセンサーとしても検討してみる価値がある。本研究では半導体レーザーへの光帰還及び電流帰還ループの中に、Cs 気体を入れることで磁場のセンサーとしても使える（あまり洗練されておらず性能は十分でないが）ことを示した。そのほかにもいろいろな物と組み合わせて各種のセンサーとして用いることが出来るであろう。

最後に本研究の延長線上にどのような物が有るのか検討してみる。

本研究の不完全な点として、周波数雑音によるランダム励起を用いた原子の副準位分光の理論が極めて幼稚だと言う点がある。光ポンピング関連の理論は本文中では述べなかったが条件付きで成立する理論である。磁気モーメントに対するブロッホ方程式が成立するのは加える磁場が十分に弱くゼーマン分離が原子共鳴線の自然幅 (Cs 気体の場合 5 MHz) よりも十分に狭い場合のみである。またポンピングレートは何の根拠もなく勝手に仮定した。入射光がきれいな正弦波の時には通常用いられている式と同様になることは簡単に示す事が出来る。しかし入射光が任意の波形の時には本研究では $|E_d|^2$ と等しくなるであろうと考えその様に仮定した。少なくとも入射光の揺らぎの時定数が原子の自然幅で決まる時定数よりもゆっくりとしているときは正しいと思われるが本研究の場合のように極めて速く入射光が揺らいでいる場合に成立するかどうかは判らない。

本研究では励起状態の副準位関係の理論については全く何も示していない。この点に関する理論を作る事も一つの課題である。

観測している雑音の周波数は本研究では 1.3 GHz までであったが更に高い周波数においてどの様になるのかについては不明な点が多い。慶応大学のグループがこの点について、検出感度の検討とともに調べている。

現在我々のグループにおいて半導体レーザーの振幅雑音を小さく抑えて分光を行なえば更に検出感度が向上するであろうと言う予想で、半導体レーザーの振幅雑音を減らすための努力をしている。これは NTT のグループが提案した手法 [20,21] で、半導体レーザーを冷却 (液体ヘリウム) する事で熱雑音を減らし更に高インピーダンスの定電流電源によってポンプノイズを減らせば、量子限界雑音以下 (コヒーレント状態以下) まで振幅雑音を減らせるという理論及び実験に基づいている。この点については後輩ら (御園、荻原、中平) の今後の健闘を期待する。

謝 辞

京都大学大学院に入学した時から五年間著者のわがままを大目に見ながら親身になって本研究のみならず多方面にわたり面倒を見てくれた薮崎努先生に心より感謝致します。

いろいろと相談に乗ってくれた端恒夫京大名誉教授に感謝致します。

本研究の実験の前半は田中歌子嬢と共同で行い [22]、理論計算は高橋紀隆君及び花田忠彦君（現 日本電気株式会社）と共同で行ないました。三名の後輩らに感謝の意を示すと共に今後の健闘を期待します。

半導体レーザーの使用方法、特に制御装置及び実験の基本的事項について昼夜を問わず著者の質問に答えてくれた三品具文先輩（現 筑波大学）、及び困った時にはいつも泣きつきにいった北野正雄先生に心より感謝致します。

京都に滞在した五年間で共同研究を行なった事のある田中智子さん、磯谷彩子さん（現 三菱電気）、山崎康光君（現 東芝）にはいろいろとお世話になりました。また写真機及びコンピューターの使用に関して色々教えてもらった佐飛裕一君（現 ソニー）及び計算の一部を手伝ってもらった佐野晃正君（四月から松下電気）にも感謝しております。

色々相談に乗ってくれた福田行男先生（現 神戸大学）、村本孝夫先生（滋賀大学）、及び色素レーザーの使用に関して大変お世話になった高橋義朗先生に心より感謝致します。

ガラス細工をしてくれた春日さん、電子回路に関して色々お世話になった古子さんらには著者の不得意な事をしてもらい特別に感謝しています。

現在本研究を発展させている御園雅俊君、薮原秀彦君、中平篤君（四月から東京大学）、がんばってください。

上記の方々のおかげで本論文が出来上りました。ありがとうございました。

平成四年 一月 二十二日

三井隆久

参考文献

- [1] Y. Yamamoto, IEEE J. Quantum Electron **QE-19** 34 (1983). "AM and FM Quantum Noise in Semiconductor Lasers Part 1"
- [2] Y. Yamamoto, S. Satito, and T. Mukai, IEEE J. Quantum Electron **QE-19**, 47 (1983). "AM and FM Quantum Noise in Semiconductor Lasers Part 2"
- [3] Kazimierz Rzażewski, Bryan Stone, and Martin Wilkens, Phys. Rev. A **40**, 2788 (1989). "Laser-noise-induced intensity fluctuatrions in resonance fluorescence"
- [4] P. L. Knight, W. A. Molander, and C. R. Stroud, Jr, Phys. Rev. A **17**, 1547 (1978). "Asymmetric resonance fluorescence spectra in partially coherent fields"
- [5] H. Ritsch, P. Zoller, and J. Cooper, Phys. Rev. A **41**, 2653 (1990). "Power spectra and variance of laser-noise-induced population fluctuations in two-level atoms"
- [6] Th. Haslwanter, H. Ritsch, J. Cooper, and P. Zoller, Phys. Rev. A **38**, 5652 (1988). "Laser-noise-induced population fluctuations in two- and three-level systems"
- [7] 応用物理学会編、半導体レーザーの基礎
- [8] H. G. Dehmelt, Phys. Rev. **105**, 1924 (1957). "Modulation of Light Beam by Pre-cessing Absorption Atoms"
- [9] A. L. Bloom, Appl. Optics **1**, 61 (1962). "Principles of operation of the Rubidium Vapor magnetmeter"
- [10] W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972). "Optical Pumping"

- [11] T. Yabuzaki, T. Mitsui and U. Tanaka, Phys. Rev. Lett. **67**, 2453 (1991). "New Type of High-Resolution Spectroscopy with a diode laser"
- [12] T. Yabuzaki, T. Mitsui and U. Tanaka, Laser Spectroscopy ed. by M. Ducloy, E. Giacobino, and G. Camy (1992). (in press) "High Resolution Spectroscopy with a diode laser"
- [13] B. A. Ferguson and D. S. Elliott, Phys. Rev. A **41**, 6183 (1990). "Laser-noise-induced intensity fluctuations in an optical interferometer"
- [14] R. G. Brewer, and E. L. Hahn, Phys. Rev. A **8**, 467 (1973). "Coherent Raman Beats"
- [15] T. Mishina, Y. Fukuda and T. Hashi, Optics Comm. **66**, 25 (1988). "Optical Generation and Detection of $\Delta m=2$ Zeeman Coherence in the Cs ground State with a Diode Laser"
- [16] H. M. Gibbs, S. L. McCall, and T. N. C. Venkatesan, Phys. Rev. Lett **36**, 1135 (1976). "Differential Gain and Bistability Using a Sodium-Filled Fabry-Perot Interferometer"
- [17] T. Yabuzaki, T. Okamoto, M. Kitano, and T. Ogawa Phys. Rev. A **29**, 1964 (1983). "Optical bistability with symmetry breaking"
- [18] M. Ohtsu, and N. Tabuch, J. Lightwave Technol. **LT-6**, 357 (1988). "Electrical Feedback and its Network Analysis for Linewidth Reduction of a Semiconductor Laser"
- [19] R. Lang and K. Kobayashi, IEEE J. Quantum Electron **QE-16**, 347 (1980). "External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties"

- [20] Y. Yamamoto, and S. Machida, Phys. Rev. A **34**, 4025 (1986). "Amplitude squeezing in a pump-noise-suppressed laser oscillator"
- [21] S. Machida, Y. Yamamoto, and Y. Itaya, Phys. Rev. Lett. **58**, 1000 (1987). "Observation of Amplitude Squeezing in a Constant-Current-Driven Semiconductor Laser"
- [22] 田中歌子、 修士論文 (1989)
- [23] T. Mitsui, U. Tanaka, and T. Yabuzaki, Phys. Rev. A. (to be published) "Theoretical study on high resolution spectroscopy with a frequency fluctuating diode laser beam"